

THESE

présentée

à la Faculté des Sciences de

l'Université de Lyon

pour obtenir

le grade de **Docteur de 3ème cycle** en Physique Nucléaire

par

Jean-René PIZZI

S u j e t

**Focalisation et étalonnage d'un accélérateur
Van de Graaff à analyseur magnétique**

Soutenue le 30 Octobre 1963
devant la Commission d'Examen

MM. A. Sarazin

Président

J. Lafoucriere

J. Depraz

} Examinateurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554212_0012

THESE

présentée

à la Faculté des Sciences de

l'Université de Lyon

pour obtenir

le grade de **Docteur de 3ème cycle** en Physique Nucléaire

par

Jean-René PIZZI

S u j e t

**Focalisation et étalonnage d'un accélérateur
Van de Graaff à analyseur magnétique**

Soutenue le 30 Octobre 1963
devant la Commission d'Examen

MM. A. Sarazin

Président

J. Lafoucriere

J. Depraz

} Examinateurs



UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
DOUIN
MOUSSA
GAUTHIER Henri

Professeurs Honoraires

MM. LOCQUIN
de LARAMBERGUE
SOLLAUD
MENTZER
MOUSSA
JAFFARD
DOUIN
EYRAUD Henri
DEJARDIN
VIRET

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseur

MM. MESNARD
BOLDIN

Professeurs

MM.	LONGCHAMBON	Minéralogie
	PRETTRE	Chimie industrielle
	COURTY	Chimie-Physique
	KUHNER	Botanique
	MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
	PARIS	Chimie minérale
	AUMERAS	Chimie
	COLONGE	Chimie organique
	JANIN	Physique expérimentale
	FLANDRIN	Géologie appliquée
	BERNARD	Physique industrielle
	DUFAY Jean	Astronomie
	NIGON	Zoologie expérimentale
	GAUTHIER Henri	Géologie générale
	WAUTIER	Zoologie
	CHOPIN	Chimie biologique
	CUEILLERON	Chimie
	BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
	EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
	SARAZIN	Physique nucléaire
	BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
	PERES	Physiologie
	MESNARD	Electronique
	GRANDMONTAGNE	Physique
	BOUTILLIER	Minéralogie
	LAFOUCRIERE	Physique nucléaire
	DREUX	Chimie organique
	TEICHNER	Chimie industrielle
	PAVANS de CECCATTY	Zoologie
	MERLIN	Chimie analytique
	DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
	FRAISSE	Mathématiques
	LUBET	Physiologie
	PHILBERT	Physique nucléaire
	COHEN-ADAD	Chimie
	DAVID Louis	Géologie Générale

Professeurs sans Chaire

MM.	GAUME	Physique
	DEPRAZ	Physique nucléaire
	FERON	Mathématiques
	LAFORGUE	Physique
	LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
	UZAN	Physique S.P.C.N.
	GAUTHIER Jean	Chimie
	CHENEVOY	Géologie appliquée
	CHANEL	Psychophysiologie
	GINET	Zoologie
	ASCH	Physique
	MAURY	Mathématiques
	MICHEL Pierre	Minéralogie
	DUCET	Biologie végétale

Maîtres de Conférences

Mle	MAITROT	Physique
Mme	ERICSON	Physique générale
MM	GEVIN	Géologie générale
	PONASSE	Mathématiques
	d'INCAN	Physique
	MARTEL	Mécanique
	LEFEBVRE	Mathématiques
	PERNET	Mathématiques
	CHERY	Physique
	BERGEON	Physique C.S.U.
Mle	GAUTHERON	Chimie biologique
MM	MATHIEU	Mécanique des Fluides
	ERBEIA	Physique
	DESCOTES	Chimie organique
	PICARD	Mathématiques
	LEMOIGNE	Botanique
	DEMARCO	Géologie générale
	MICHEL Georges	Biochimie
	LEBRETON	Biologie végétale
	DAVID Jean	Biologie animale
	TOUSSET	Chimie propédeutique

Maître de Conférences Adjoint

M. PIERRON

Chimie

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

Conseiller Administratif

M. BURNET

AVANT - PROPOS

Ce travail a été effectué à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon durant les années 1962-1963.

Qu'il me soit permis, tout d'abord, d'exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. C'est grâce à l'attention et à l'aide constantes qu'il a bien voulu apporter à mon travail que celui-ci a pu être mené à bien.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur J. LAFOUCRIERE pour les conseils qu'il m'a donnés concernant la première partie portant sur l'optique ionique.

Je remercie aussi Monsieur le Professeur J. DEPRAZ qui a bien voulu s'intéresser à ce travail.

Que Monsieur G. BURDET dont l'amitié m'a été si précieuse en maintes occasions, trouve ici l'expression de mon amicale reconnaissance.

J'exprime ma gratitude à Monsieur L. VIDAL qui a bien voulu me préparer mes cibles.

Mes remerciements vont encore à Monsieur CALDERO et à son équipe, pour l'aide qu'ils m'ont apportée sur les problèmes d'électronique.

Qu'il me soit permis de remercier Monsieur B. VEYRON, Chef du Service du Van de Graaff et toute son équipe qui n'ont pas ménagé leur peine pour me permettre de mener à bien les expériences faites avec l'accélérateur.

Je n'oublierai pas non plus tous mes amis chercheurs et techniciens dont les conseils et l'ambiance sympathique qu'ils ont toujours su conserver dans le laboratoire m'ont grandement aidé dans mon travail.

A MES PARENTS

A MA FEMME

A MA FILLE

INTRODUCTION

Parmi les accélérateurs de particules, les accélérateurs du type Van de Graaff occupent la première place si l'on s'attache à la qualité du faisceau : forme, stabilité, précision en énergie. Actuellement, compte tenu des nombreux travaux poursuivis depuis 20 ans, il apparaît souvent nécessaire pour développer des recherches originales d'utiliser la machine au maximum de sa précision. L'expérience a montré qu'il était souvent difficile d'obtenir d'une façon régulière les performances les plus élevées si l'on ne procédait pas avec soin aux différents réglages des composantes de l'accélérateur.

Le but de ce travail a été la détermination des paramètres influant sur la qualité du faisceau et leur réglage. Deux domaines ont retenu particulièrement notre attention : les problèmes de focalisation du faisceau qui conditionnent la stabilité de l'accélérateur et ceux liés à la détermination commode du champ magnétique.

Dans la première partie nous étudions la focalisation du faisceau dans l'accélérateur et l'analyseur magnétique qui lui est associé. Nous avons en particulier envisagé les propriétés de double focalisation spécifique d'un analyseur magnétique.

La deuxième partie décrit la réalisation de l'installation de mesure de champ par résonance paramagnétique nucléaire. Nous avons essayé de dégager l'influence des différents facteurs qui déterminent l'intensité et la forme du signal de résonance. Le montage utilisé est du type autodyne et a été complètement transistorisé.

Dans la troisième partie, comme application, nous donnons l'étalonnage effectué en utilisant les résonances de 935, 1 KeV et de 1348 KeV des protons sur le fluor suivant la réaction $F^{19} (p, \alpha \gamma) O^{16}$. Un calcul d'erreur a été effectué pour déterminer l'erreur relative que l'on commet, sur la détermination de l'énergie.

CHAPITRE I

FOCALISATION DU FAISCEAU DANS UN

ACCELERATEUR VAN DE GRAAFF

I - I - L'ACCELERATEUR VAN DE GRAAFF

Entre sa formation et son arrivée sur la cible, le faisceau traverse différents dispositifs qui serviront à le focaliser, à accroître son énergie, à le dévier, soit au total à le rendre utilisable. Ces dispositifs représentés schématiquement figure 1, présentent des propriétés optiques agissant sur le faisceau. Celui-ci doit être refocalisé tout le long de son parcours de façon à envoyer sur la cible un courant d'ions ayant une bonne définition.

Nous allons étudier sommairement l'ensemble des constituants de l'accélérateur. Nous pouvons les séparer en cinq parties.

- L'objet constitué par une certaine zone du plasma de la source.
- Les lentilles de focalisation de la source destinées à envoyer dans le tube accélérateur un faisceau étroit.
- Le tube accélérateur
- L'analyseur magnétique dont les faces d'entrée et de sortie ont des propriétés focalisantes
- L'image constituée généralement par l'impact du faisceau sur une cible ou un premier diaphragme

En ce qui concerne la focalisation on peut concevoir schématiquement le fonctionnement de l'accélérateur de la façon suivante : l'ensemble source

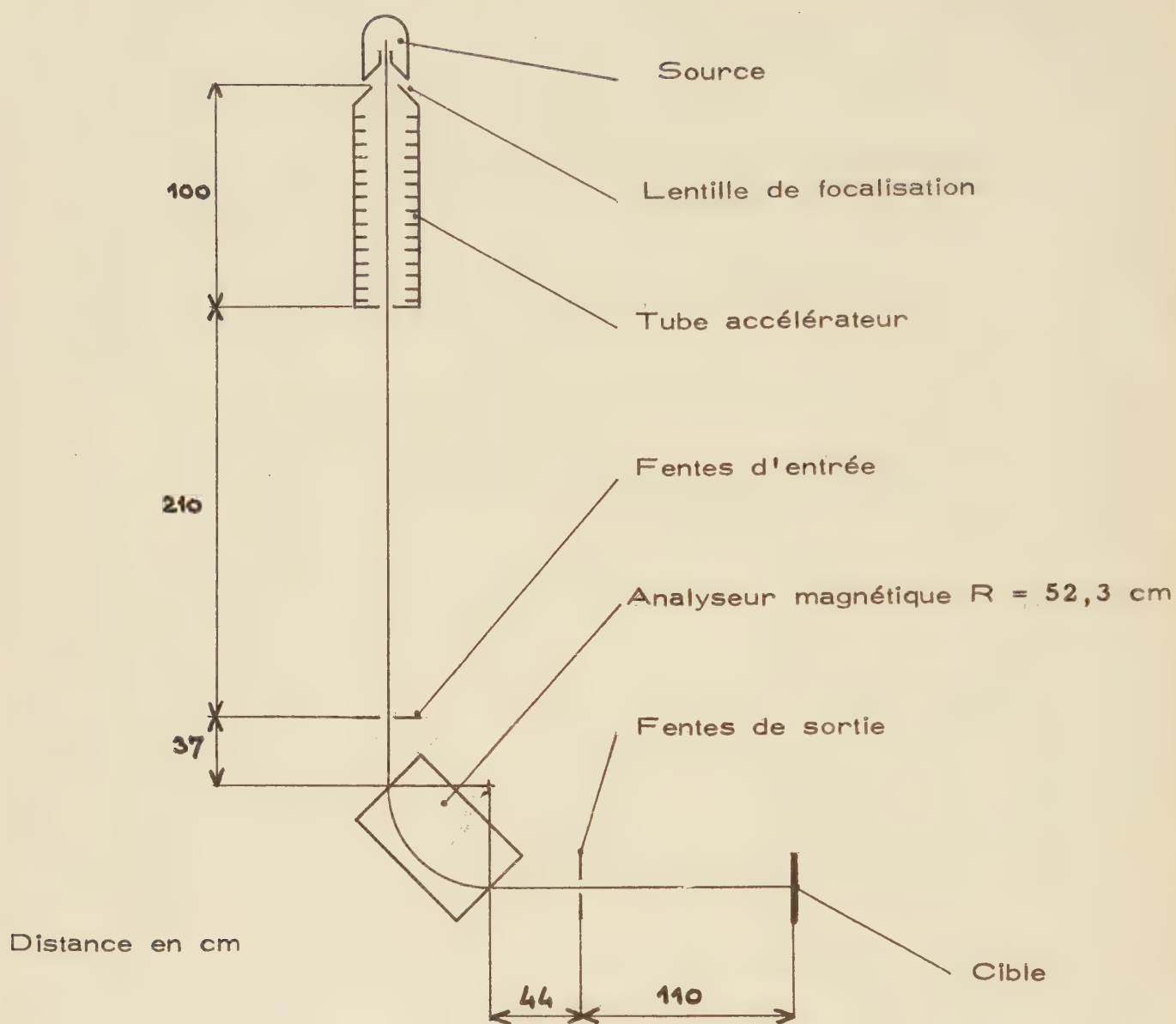


Figure 1

et tube doivent donner une image de l'objet au niveau des fentes d'entrée du spectromètre, celui-ci devant à son tour fournir une image soit sur la cible, soit en un point de sa trajectoire, ce qui permet de le reprendre par un système optique. Généralement celui-ci est constitué par une paire de lentilles quadrupolaires permettant le transport du faisceau à longue distance ou sa focalisation sur une cible. Si celle-ci est placée immédiatement à la sortie de l'aimant analyseur, un tel système n'est pas nécessaire.

Il est intéressant de noter que dans un tel dispositif comportant plusieurs systèmes optiques à la suite l'un de l'autre, placés sur une assez grande longueur, la définition simple de l'ouverture d'un faisceau en un point donné est insuffisante pour rendre compte des qualités des dispositifs utilisés. Si pour envoyer un faisceau sur une cible il suffit d'obliger celui-ci à avoir une certaine surface, il n'en est plus de même si on veut le faire pénétrer dans un appareil. En effet, il devra à la fois avoir les dimensions convenables pour pénétrer dans celui-ci, mais aussi une divergence suffisamment faible pour que les particules soient reprises par l'optique de cet appareil et qu'une fois à l'intérieur elles ne se perdent pas sur les parois de celui-ci. Il est donc nécessaire d'utiliser une définition plus complète, faisant à la fois intervenir le rayon du faisceau et sa divergence. D'une façon plus précise nous définirons sa qualité par $A = \pi \theta_{ym} y_m$, y_m étant le déplacement maximum et θ_{ym} l'angle de divergence maximum en un point donné.

Sa qualité représente la surface de l'ellipse contenant l'ensemble des points représentatifs des ions du faisceau dans un digramme (θ_y, y) on définit de même (θ_x, x) .

Comme l'a montré C.H. JOHNSON (Jo 57), la notion d'objet et d'image utilisée dans l'approximation de Gauss peut être précisée dans le cas d'un faisceau présentant une faible divergence. En effet, dans un plan donné on peut prendre comme image et comme objet le point de croisement des trajectoires des particules dans une zone que l'on désigne sous le nom

de crossover (nous conserverons cette désignation anglaise dans la suite du texte).

Considérons figure 2 un faisceau d'ions de diamètre d et de divergence maximum 2α lors de son passage dans le plan focal F . Ce faisceau peut être divisé en groupes de faisceaux de rayons parallèles, un de ces

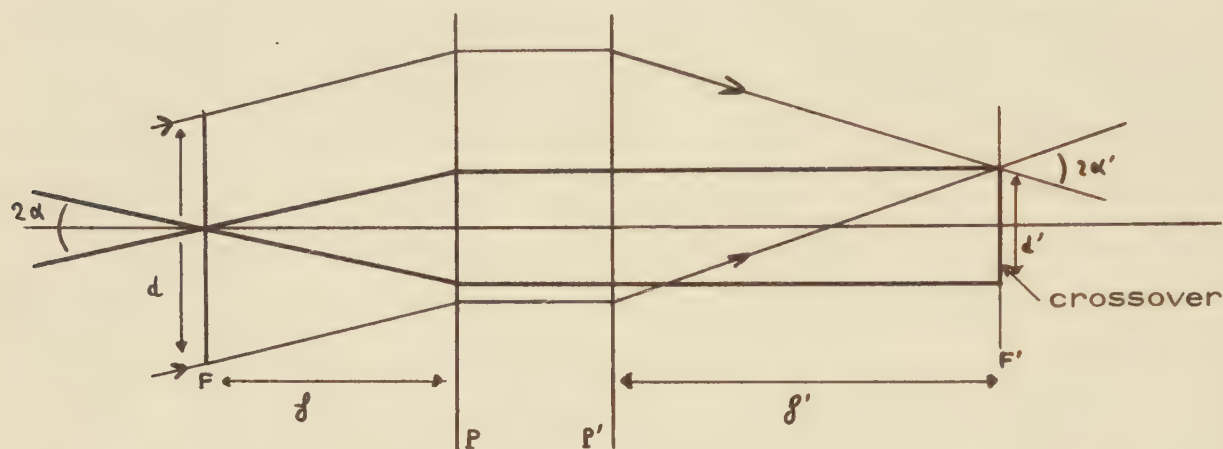


Figure 2

faisceaux étant représenté sur la figure. On voit que ce faisceau ira converger en un point du plan focal image, définissant un crossover de diamètre d' . On a d'ailleurs :

$$d' = 2\alpha f$$

et d'après la loi de Lagrange Helmotz.

$$d = 2\alpha' f'$$

Nous voyons donc que pour un faisceau dont la divergence est faible, il se forme un crossover au foyer image du système optique traversé, ou tout au moins à proximité de celui-ci, le diamètre du crossover étant en général plus petit que le diamètre de l'image à condition que celle-ci soit l'image d'un objet étendu.

1 - 1-1 - La source d'ions

Les ions formant le faisceau sont créés dans une source d'ions du type haute fréquence. Constituée d'un bulbe en pyrex, les ions s'en échappent en passant par un canal d'extraction. Une électrode d'extraction dont la tension peut varier de 0 à - 2,5 KV permet de régler l'intensité du faisceau. Les dimensions du canal d'extraction définissent en première approximation la dispersion angulaire du faisceau à son origine.

On voit en effet sur la figure 3 que le demi angle d'ouverture du faisceau α_0 sera approximativement.

$$\alpha_0 = \frac{d_0}{l_0}$$

d_0 étant le diamètre du canal d'extraction et l_0 sa hauteur.

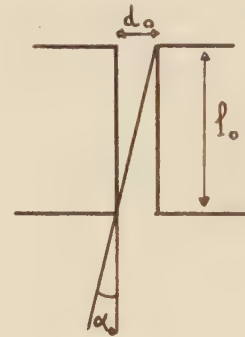


Figure 3

il semble cependant, comme le signal Olkowsky (OI 60), que la vraie valeur se rapprocherait de $d_0/2l_0$, ce qui dans notre cas, pour $l_0 = 10$ mm et $d_0 = 1,5$ mm conduit à $\alpha_0 = 7,5 \cdot 10^{-2}$ radian.

Cette variation est due au fait que les ions sont extraits d'une zone du plasma située à l'intérieur du bulbe.

1 - 1-2 - La lentille de focalisation et le tube

Etant donné l'angle d'ouverture du faisceau à la sortie du canal d'extraction, il est nécessaire de focaliser les particules. Or, le tube accélérateur étant un tube à gradient de champ constant, il peut être assimilé en première approximation à une lentille électrostatique épaisse dont la distance focale est liée au gradient de champ électrique qui y règne. Il est donc possible pour des ions ayant une certaine vitesse initiale et pour une tension d'accélération donnée de choisir une valeur du gradient de champ telle que

le faisceau soit focalisé au niveau des fentes d'entrée du spectromètre magnétique. Si l'on fait varier l'énergie de l'accélérateur il serait nécessaire pour maintenir le faisceau focalisé dans le même plan de faire varier le gradient. Il existe deux méthodes pour pallier cet inconvénient. La première consiste à faire varier l'énergie initiale des ions injectés, la seconde à avoir un tube composé de deux éléments ayant des gradients de champ différents (Ho 52). La première méthode qui a été adoptée nécessite la mise en place d'une électrode de focalisation après la source et dont la tension peut varier de façon à maintenir le faisceau focalisé dans un même plan.

On peut alors (figure 4), comme l'a montré M.E. Elkind (El 53), assimiler le tube accélérateur à un système optique comprenant :

- La transition source tube accélérateur avec l'électrode de focalisation A constituant une lentille positive
- La zone à gradient constant B
- La sortie du tube agissant comme une lentille négative.

Un tel système a été complètement calculé par U. Timn (Ti 55) et L.K. Ter Veld (Te 63).

La lentille de focalisation est constituée de deux cylindres de même axe. La focalisation est obtenue en appliquant à l'électrode de focalisation une tension variable de 0 à - 50 KV.

Pour la lentille de focalisation, la relation de Lagrange Helmtz s'écrit :

$$\alpha_0 d_0 \sqrt{V_0} = \alpha_1 d_1 \sqrt{V_1}$$

où V_1 est la tension de focalisation, α_1 le demi angle d'ouverture du faisceau et d_1 le diamètre du faisceau après la lentille de focalisation. V_0 est la tension d'extraction où $V_0 = -2,5$ KV et $V_1 = -50$ KV on a :

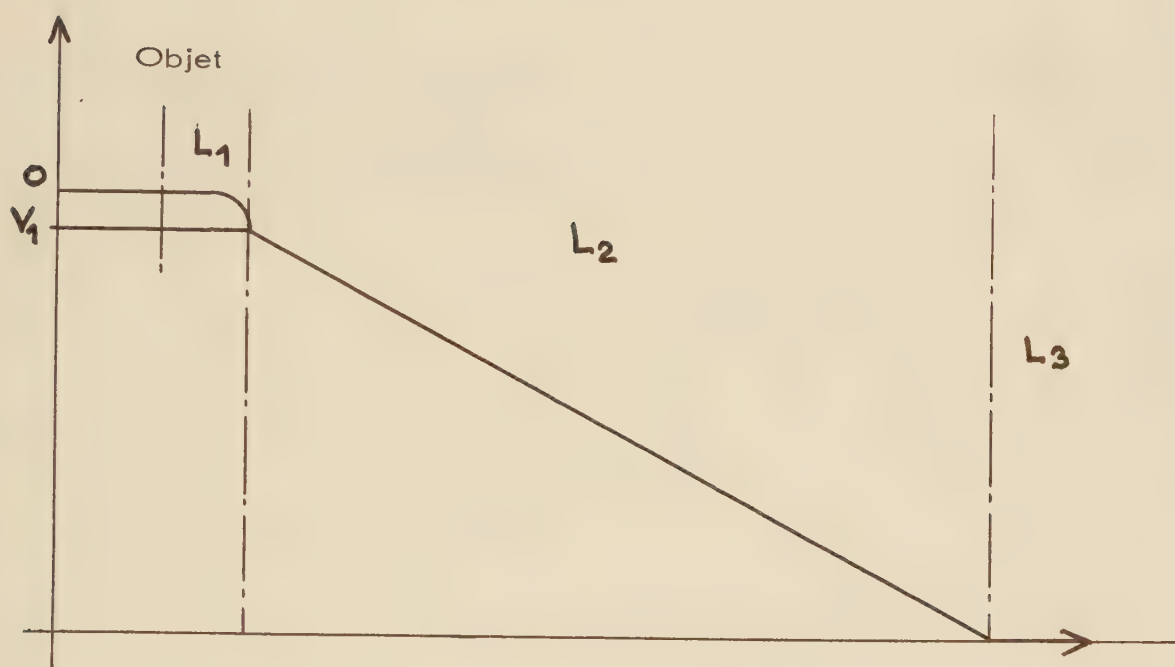
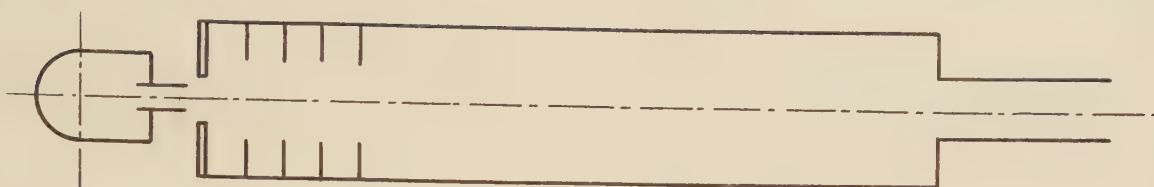


Figure 4

$$\alpha_1 d_1 = \alpha_0 d_0 \sqrt{\frac{V_0}{V_1}}$$

Soit $\alpha_1 d_1 = 2,5 \cdot 10^{-3}$

En appliquant encore la relation de Lagrange Helmotz au tube accélérateur on peut écrire :

$$\alpha_1 d_1 \sqrt{V_1} = \alpha_2 d_2 \sqrt{V_2}$$

V_2 étant la tension d'accélération soit au maximum $2 \cdot 10^6$ V d_2 le diamètre du faisceau et α_2 le demi angle d'ouverture du faisceau à la sortie du tube accélérateur. En remplaçant par les valeurs numériques on en déduit :

$$\alpha_2 d_2 \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ rad.cm}$$

A un diamètre du faisceau de 2 mm, correspondrait un angle $\alpha_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ rad. L'ouverture du faisceau à l'entrée de l'analyseur est donc très faible.

Il faut remarquer que dans tous ces calculs on ne tient pas compte de l'effet de charge spatiale qui tend à augmenter les dimensions du faisceau.

D'autre part, les dimensions du faisceau dépendent de l'énergie à laquelle on opère. En effet la relation de Lagrange Helmotz permet d'écrire directement :

$$\alpha_0 d_0 \sqrt{V_0} = \alpha_2 d_2 \sqrt{V_2}$$

$$\alpha_2 d_2 = \alpha_0 d_0 \sqrt{\frac{V_0}{V_2}}$$

On voit, que pour une intensité du faisceau donnée, à laquelle correspond une valeur V_0 de la tension d'extraction, le produit $\alpha_2 d_2$ variera sensiblement comme $(V_2)^{-1/2}$. Donc plus la tension d'accélération sera élevée, plus le produit $\alpha_2 d_2$ sera petit.

De la même manière, on voit que pour une tension d'accélération donnée, le produit $\alpha_2 d_2$ augmentera en même temps que l'intensité du faisceau et ce proportionnellement à $(V_0)^{+1/2}$. A cette augmentation s'ajoute aussi celle due à l'effet de charge spatiale qui croît avec l'intensité du faisceau. Ces effets peuvent être compensés par la focalisation.

1 - 1 - 3 - L'analyseur magnétique

L'analyseur magnétique, où le faisceau pénètre maintenant, a plusieurs rôles. Servant d'abord à dévier les particules de 90° , de manière à disposer d'un faisceau horizontal, il sert aussi d'analyseur de masse et d'analyseur d'énergie. Il présente en outre des propriétés optiques de focalisation très importantes. C'est sous l'angle de ces trois fonctions que nous allons l'envisager.

1) Analyseur de masses

On sait que le faisceau comprend des particules de masses différentes. Lors de sa formation dans la source, à partir d'hydrogène dans le cas d'un faisceau de protons, on obtient un mélange d'ions monoatomiques H_1^+ de masse 1 et d'ions moléculaires H_2^+ et H_3^+ de masses 2 et 3. Par suite de chocs contre les molécules de gaz résiduel qui existent dans la chambre à vide, les molécules diatomiques ou triatomiques peuvent se dissocier. Ainsi une molécule diatomique se scindera en deux protons d'énergie moitié, une molécule triatomique en un proton d'énergie $1/3$ et une molécule diatomique d'énergie $2/3$. On résume ceci en disant que l'on a à faire à des masses apparentes $1/3$, $1/2$, $2/3$.

Pour une tension de fonctionnement de 2 MeV, nous avons mesuré le

courant de faisceau, analysé en fonction du champ magnétique et déterminé ainsi les pourcentages de ces différents faisceaux. Nous avons obtenu :

Masse apparente	1/3	1/2	2/3	1	2	3
Pourcentage en %	0,1	0,1	0,1	60	25	14,5

ces résultats dépendant du réglage de la source, de son état de surface et de la qualité du vide.

Or, la loi d'action d'un champ magnétique sur une particule de charge e et de vitesse $\vec{v}$ s'exprime par la relation :

$$\vec{F} = e (\vec{v} \wedge \vec{B})$$

B étant l'induction magnétique, e la charge et v la vitesse de la particule.

De cette relation on déduit la relation classique :

$$B R = \sqrt{2V \frac{m}{e}} \quad (1)$$

R étant le rayon de la trajectoire, m la masse de la particule et V la tension d'accélération.

On voit donc que pour une induction donnée des particules de masses différentes donneront des trajectoires de rayons différents, ce qui permet de trier le faisceau. C'est une analyse grossière d'énergie.

2) Analyseur d'énergie

L'analyseur magnétique offre aussi une possibilité d'analyse plus fine en énergie d'un faisceau donné. Or il est très important, pour l'obtention d'un faisceau défini, le mieux possible, en énergie, de pouvoir trier le faisceau au point de vue énergie. Cette inhomogénéité du faisceau est due à plusieurs causes.

- L'instabilité de la tension d'accélération
- La dispersion en énergie des particules sortant du canal d'extrac-

tion, qui est de l'ordre de 2 à 3 KeV

- Aux chocs des particules contre les molécules de gaz résiduel qui existent dans la chambre à vide.

On voit d'après la formule 1, que pour une induction donnée, des particules d'énergies différentes décriront des cercles de rayons différents. On conçoit l'importance que présente la présence de fentes à l'entrée et à la sortie de l'analyseur pour une telle sélection. En effet, pour un angle de déviation donné et une charge donnée, elles détermineront le rayon de la trajectoire.

En effet considérons figure 5 ce qui se passe pour des fentes de sortie écartées de $2 \Delta x$. La particule moyenne décrira un cercle de rayon R , la particule extrême un cercle de rayon R' . Considérant Δx petit par rapport aux autres dimensions, on peut écrire d'après la relation 1 en appelant E l'énergie :

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta R}{R} \quad \text{où } \Delta R = R' - R$$

Or, nous pouvons écrire de manière approchée ΔR étant petit :

$$\frac{\Delta x}{\Delta R} = \frac{l + R}{R}$$

Soit
$$\Delta R = \Delta x \frac{R}{l + R}$$

On aura donc :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2 \Delta x}{l + R}$$

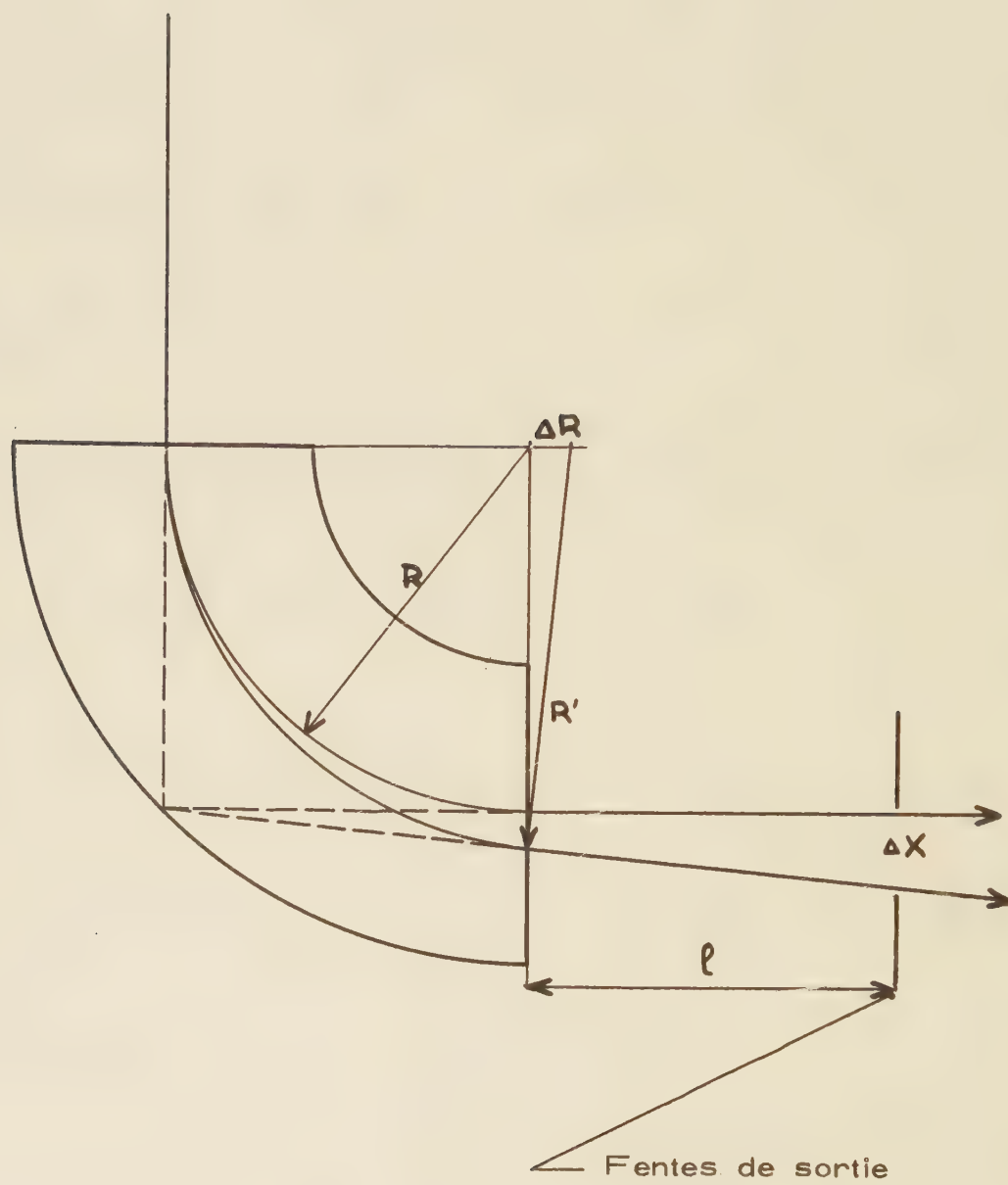


Figure 5

Avec les valeurs indiquées sur la figure 1, $l = 44$ cm, $R = 52,3$ cm et pour $\Delta x = 0,5$ mm on trouve :

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 10^{-3}$$

On voit donc que pour des fentes de sortie écartées de 1 mm. on obtiendrait une variation relative de l'énergie de 10^{-3} .

Il est à noter que les fentes de sortie sont utilisées pour la régulation de la tension d'accélération. Si la tension, donc l'énergie vient à décroître par exemple, le rayon de courbure des particules diminue, pour un champ donné. Il s'ensuit que la fente supérieure recevra plus de charge. Le déséquilibre de charge entre les deux fentes est mesuré et sert de paramètre d'erreur, afin de corriger la haute tension.

3) Système optique

L'analyseur agit aussi sur les particules en tant que système optique. On sait qu'un secteur magnétique présente des propriétés de focalisation dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. On montre aussi que le champ de fuite peut être utilisé à focaliser les particules dans un plan parallèle au champ magnétique ou plan axial. Nous allons montrer qu'il est possible d'obtenir en un même point une focalisation dans les deux plans : c'est ce que l'on appelle la double focalisation.

1 - 2 - DOUBLE FOCALISATION

1 - 2-1 - Focalisation dans le plan radial

La figure 6 représente les trajectoires de particules dans le plan perpendiculaire au champ magnétique appelé aussi plan radial. La trajectoire AHKB est celle d'une particule moyenne de moment p issu du point A. Dans le cas général, elle entre avec une incidence ξ_0 dans le champ ma-

gnétique et en ressort avec l'émergence ξ_2 . L'image au point A est le point B que l'on peut déterminer par la construction de Cartan (Ca 37).

La figure 7 montre le principe de cette construction.

Cartan a montré que les points de rencontre des perpendiculaires aux trajectoires menées par les points objet et image A et B avec les normales aux limites du champ, étaient alignées avec le centre de courbure de la trajectoire. On a ainsi la possibilité, connaissant l'objet et le centre de courbure, de déterminer la position de l'image.

Considérons une particule issue du point A' distant de A d'une petite quantité s . AA' est perpendiculaire à la trajectoire moyenne. La particule issue de A' part suivant une direction AH' faisant un angle α petit avec la direction moyenne AH.

Son moment est égal à $p = p_0 (1 + \beta)$ ou $\beta \ll 1$. Cette particule va traverser le champ magnétique, être déviée et passer au point B à la distance x de B. Cartan (Ca 37) a montré de manière géométrique que x peut s'exprimer par un développement en fonction des paramètres α , β , s , de la forme :

$$x = \alpha \left[\frac{(1 - pq) \cos \xi_1 \cos \xi_2}{\sin \Omega} \right] - s \left[\frac{q \cos \xi_2}{\cos \xi_1} \right] \quad (2)$$

$$+ \beta \left[\frac{2 \cos \xi_2 \sin \frac{1}{2} \phi}{\sin \Omega} \left(\cos \left(\xi_1 - \frac{1}{2} \phi \right) + q \cos \left(\xi_2 - \frac{1}{2} \phi \right) \right) \right]$$

+ terme du second ordre en α , β , s

où dans cette équation :

$$p = \frac{f' \sin \Omega}{\cos^2 \varepsilon_1} - \frac{\cos(\phi - \varepsilon_1)}{\cos \varepsilon_1}$$

$$q = \frac{f'' \sin \Omega}{\cos^2 \varepsilon_2} - \frac{\cos(\phi - \varepsilon_2)}{\cos \varepsilon_2}$$

$$\Omega = \phi - \varepsilon_1 - \varepsilon_2$$

- ε_1 , sera pris positif s'il est du même côté de la normale au champ que le centre de courbure. Il en est de même pour ε_2 .
- les longueurs x, s, l', l'' , sont exprimées en unités de rayons de manière à simplifier les formules.

On peut adjoindre à cette équation les équations données par Herzog (He 35), qui caractérisent une section magnétique :

$$g' = R \frac{\cos \varepsilon_1 \cos(\phi - \varepsilon_2)}{\sin \Omega} \quad (3)$$

$$g'' = R \frac{\cos \varepsilon_2 \cos(\phi - \varepsilon_1)}{\sin \Omega} \quad (4)$$

$$f' = f'' = f = R \frac{\cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon_2}{\sin \Omega} \quad (5)$$

où f est la distance focale, g' et g'' les distances des foyers objet et image aux limites du champ. Herzog a montré que l'équation de Newton

$$(p' - g')(p'' - g'') = f^2 \quad (6)$$

était applicable ici.

L'équation 2 permet de connaître le grandissement. En effet la condition de focalisation s'exprime en annulant le coefficient de α c'est à dire :

$$1 - pq = 0$$

L'équation 2 se réduit alors à :

$$x = -s \left[q \frac{\cos \xi_2}{\cos \xi_1} \right] + \beta \left[\frac{2 \cos \xi_1 \sin \frac{1}{2} \phi}{\sin \Omega} \left(\cos \left(\xi_1 - \frac{1}{2} \phi \right) + q \cos \left(\xi_2 - \frac{1}{2} \phi \right) \right) \right]$$

le rapport $\frac{x}{s}$ donne le grandissement.

1 - 2 - 2 - Focalisation dans le plan parallèle au champ magnétique ou plan axial

Cotte (Co 38) a montré qu'un effet important de focalisation, dû au champ de fuite, pouvait intervenir dans la direction z , c'est à dire dans le plan axial, pour des particules pénétrant dans le champ en dehors du plan médian et avec une incidence différente de la normale. Cotte a établi une équation de focalisation en utilisant le calcul matriciel. Bainbridge (Ba 53) a traité le problème dans le cas particulier d'un faisceau parallèle.

Nous allons montrer qu'il est possible d'obtenir l'équation de focalisation de Cotte dans le cas général d'un faisceau présentant une ouverture angulaire dans l'approximation de Gauss.

Pour cela, considérons les deux figures 8 et 9. La figure 8 représente la trajectoire de particules dans le plan axial Oy , Oz . La trajectoire AHKC est celle d'une particule située dans le plan médian. Elle ne subit pas de déviation. Une particule issue de A' à distance z_0 de A et dont la direction fait un angle ω avec la trajectoire moyenne, décrira le parcours $A' H' K' C'$. Elle émergera du champ en K' sous l'angle ω' . CC' est l'image de AA' .

La figure 9 représente la trajectoire du même faisceau dans l'espace. Les axes z et z' sont verticaux, c'est à dire parallèles au champ magnétique. Les axes y et y' étant normaux aux limites du champ définissent les angles d'incidence et d'émergence ξ_1 et ξ_2 . ξ_1 et ξ_2 seront pris positifs s'ils sont du même côté de la normale que le centre de courbure. L'angle de déviation étant $\varnothing$.

Nous caractériserons le champ de fuite en considérant que la composante H_y du champ n'est pas nulle pour $z \neq 0$. H_x étant nulle.

Les composantes de la force agissant sur la particule de masse m et de charge e s'écrivent, compte tenu de ce que $H_x = 0$

$$m \ddot{x} = e (\dot{y} H_z - \dot{z} H_y)$$

$$m \ddot{y} = -e \dot{z} H_z$$

$$m \ddot{z} = \dot{x} H_y$$

Or $\dot{x} = \dot{y} H_y \tan \xi_1$

Les équations se réduiront donc à :

$$m\ddot{x} = e(\dot{y} H_z - \dot{z} H_y)$$

$$m\dot{y} = e(\dot{y} H_z \tau_g \xi_1$$

$$m\dot{z} = \dot{y} \tau_g \xi_1 H_y$$

Si l'on remarque que $\dot{y}$ ne varie pas en première approximation au passage du champ de fuite, on peut alors intégrer l'équation donnant la composante de la force suivant z indépendamment des deux autres.

Nous aurons alors :

$$\dot{z} = \frac{e}{m} \tau_g \xi_1 \int_N^P H_y dy \quad (7)$$

où N est un point extérieur au champ, où $H = 0$ et p un point intérieur au champ où $H = H_z$

Pour évaluer $\int_N^P H_y dy$, on peut appliquer le théorème d'Ampère en calculant l'intégrale curviligne du champ H le long d'un parcours $M N P Q$ comme nous l'avons défini sur la figure.

Nous aurons :

$$\oint_{MNPQ} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \int_M^N H_z dz + \int_N^P H_y dy + \int_P^Q H_z dz + \int_Q^M H_y dy = 0$$

en négligeant en première approximation la contribution de H_z à l'intégrale curviligne le long de l'élément PN , l'angle ω étant petit.

Or d'une part $\int_M^N H_z dz = 0$ car $H_z = 0$ sur MN

et d'autre part

$$\int_Q^H H_y dy = 0$$

H_y étant nul dans le plan médian.

il en résulte que

$$\int_Q^P H_y dy = \int_Q^P H_z dz = H z_e$$

En appelant z_e l'ordonnée de H' à l'entrée du champ.

L'équation 7 prend alors la forme :

$$\dot{z} = \frac{eH}{m} z_e \operatorname{tg} \varepsilon_1$$

En appelant α l'angle de déflexion par rapport à la trajectoire initiale, on a alors :

$$\alpha = \frac{\dot{z}}{v_0} = \frac{eH}{m v_0} z_e \operatorname{tg} \varepsilon_1$$

Or, puisque $\frac{m v_0}{e H}$ est le rayon de la trajectoire dans le plan xoy, nous aurons :

$$\alpha = \frac{z_e}{R} \operatorname{tg} \varepsilon_1$$

Si nous appelons θ l'angle par rapport à la trajectoire moyenne, nous avons :

$$\theta = \omega - \alpha = \omega - \frac{z_e}{R} \operatorname{tg} \varepsilon_1 \quad (8)$$

L'ordonnée Z_s du point K' au moment où la particule atteint la limite de sortie du champ vaut :

$$Z_s = Z_e + R \phi \theta \quad (9)$$

$R \phi$ étant la longueur de l'arc de cercle parcouru par la particule pour une déviation d'angle ϕ .

En résumé, au moment où la particule atteint la sortie de l'aimant, elle fait un angle θ par rapport à la trajectoire moyenne et son ordonnée est Z_s .

Elle subira alors une nouvelle déviation d'angle α' telle que :

$$\alpha' = \frac{Z_s}{R} \operatorname{tg} \xi_2$$

L'angle ω' qu'elle fera alors avec la trajectoire moyenne sera :

$$\omega' = \theta - \alpha'$$

$$\omega' = \theta - \frac{Z_s}{R} \operatorname{tg} \xi_2 \quad (10)$$

En plus de ces relations, nous avons aussi :

$$Z_e = Z_o + \omega l' \quad (11)$$

$$Z = Z_s + \omega' l'' \quad (12)$$

L'ensemble des 5 relations : 8, 9, 10, 11, 12, permet d'obtenir une équation donnant Z en fonction de Z_o , ω , ξ_1 , ξ_2 et ϕ .

Cette équation est celle obtenue par Cotte. Tous calculs faits, elle prend la forme :

$$z = z_0 \left[1 - \phi \tan \xi_1 - l_v'' (\tan \xi_1 + (1 - \phi \tan \xi_1) \tan \xi_2) \right] \quad (13)$$

$$+ \omega \left[\phi + l' (1 - \phi \tan \xi_1) - l' l_v'' (\tan \xi_1 + (1 - \phi \tan \xi_1) \tan \xi_2) + l_v'' (1 - \phi \tan \xi_1) \right]$$

dans laquelle afin de faire disparaître le rayon R de la trajectoire, les longueurs z , z_0 , l' et l'' sont exprimées en unités de R .

On peut compléter l'équation (13) par les équations obtenues par Cotte, donnant la distance focale F et les distances G' et G'' des foyers objet et image aux limites du champ.

$$F = \frac{R}{\tan \xi_1 + \tan \xi_2 - \phi \tan \xi_1 \tan \xi_2} \quad (14)$$

$$G' = F (1 - \phi \tan \xi_2) \quad (15)$$

$$G'' = F (1 - \phi \tan \xi_1) \quad (16)$$

Relations auxquelles on peut adjoindre l'équation de Newton :

$$(l' - G') (l_v'' - G'') = F^2$$

1 - 2 - 3 - Conditions de double focalisation

Les conditions pour que la focalisation axiale et radiale interviennent en un même point, ont été étudiées par Camac (Ca 51) dans deux cas particuliers, et plus généralement par Cross (Cr 51).

Nous avons vu que dans l'équation 2, la condition de focalisation dans le plan horizontal s'exprimait en annulant le coefficient de λ ce qui conduit à la condition :

$$1 - pq = 0$$

Cela correspond à une valeur de l'' donnée par l'équation :

$$l'' = \cos \varepsilon_1 \frac{\sin \phi + l' \cos(\phi - \varepsilon_1) / \cos \varepsilon_1}{l' \sin \Omega / \cos \varepsilon_1 - \cos(\phi - \varepsilon_2)} \quad (17)$$

Dans le plan axial la condition de focalisation s'exprime de la même manière en annulant le coefficient de w ce qui conduit à l'équation :

$$l'' = \frac{\phi + l'(1 - \phi \operatorname{tg} \varepsilon_1)}{l' \left[\operatorname{tg} \varepsilon_1 + (1 - \phi \operatorname{tg} \varepsilon_1) \operatorname{tg} \varepsilon_2 \right] - (1 - \phi \operatorname{tg} \varepsilon_2)} \quad (18)$$

Pour plus de commodité, on peut mettre les équations 17 et 18 sous la forme :

$$\frac{1}{l''} = \operatorname{tg}(\phi - \psi) - \operatorname{tg} \varepsilon_2 \quad (19)$$

$$\frac{1}{l''} = \operatorname{tg} \varepsilon_2 - 1/(\phi - \cotg \eta) \quad (20)$$

où ψ et η sont définies par les équations :

$$\operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg} \varepsilon_1 + \frac{1}{l'}$$

$$\operatorname{tg} \eta = \operatorname{tg} \varepsilon_1 - \frac{1}{l'}$$

La condition de double focalisation s'exprime par la condition $l'' = l''_d$.
Ce qui peut se traduire par les deux équations

$$t_g \xi_2 = \frac{1}{2} \left[t_g (\phi - \psi) + 1/(\phi - \cot g \eta) \right] \quad (23)$$

permettant de déterminer ξ_2 .

$$\frac{1}{\rho_d''} = \frac{1}{2} \left[t_g (\phi - \psi) - 1/(\phi - \cot g \eta) \right] \quad (24)$$

Les deux équations 23 et 24 permettent de calculer ξ_1 et ξ_2 connaissant l' et l''_d et ϕ . De manière plus générale on peut tracer pour un angle ϕ donné, deux réseaux de courbes, utilisant l' comme paramètre et exprimant l''_d en fonction de ξ_1 et ξ_2 en fonction de ξ_1 . Nous avons représenté figure 10 a et 10 b ces fonctions dans le cas où $\phi = 90^\circ$. Rappelons que l' et l''_d sont exprimées en unités de Rayon. Les courbes tracées correspondent à des valeurs de l' et l''_d positives, ce qui est le cas pour des objets et des images réelles, seul ce cas étant intéressant.

1 - 2 - 4 - Résolution d'un analyseur magnétique

On définit la résolution, dans le cas d'un analyseur d'énergie, par le rapport $E/\Delta E$. E étant l'énergie des particules, ΔE la variation d'énergie nécessaire pour déplacer l'image d'un faisceau monoénergétique de la moitié de sa largeur. Partant de cette définition, on peut déterminer la résolution d'un analyseur.

Considérons en effet l'équation 2. Elle est de la forme :

$$x = \alpha A + sS + \beta B$$

L'image d'un faisceau monoénergétique de dimension s sera :

$$x = sS$$

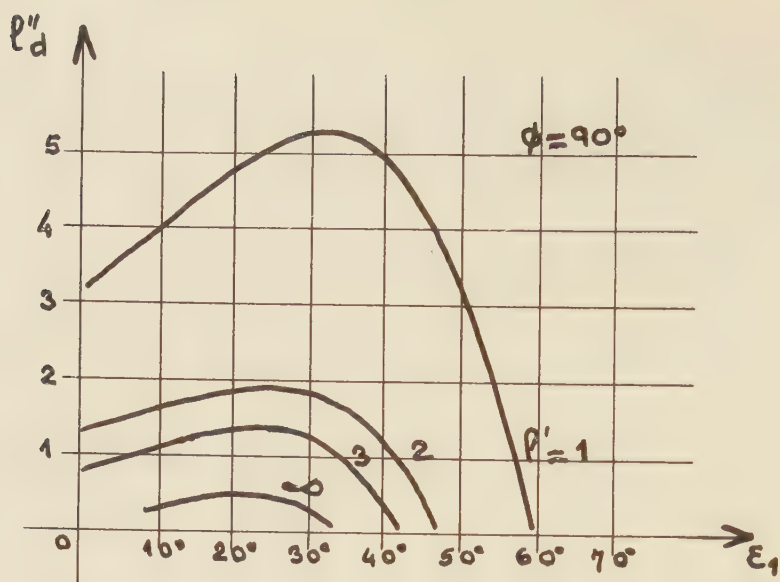


Figure 10 a

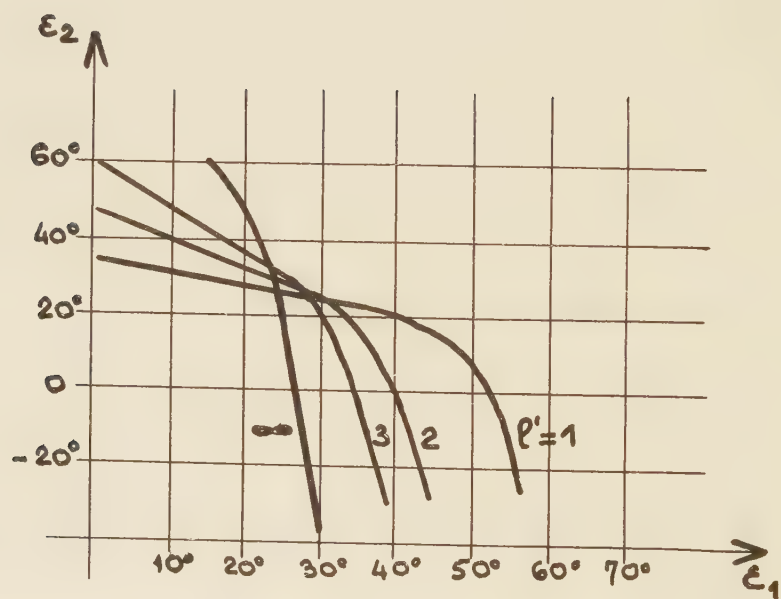


Figure 10 b

Une variation dans l'énergie du faisceau déplacera celui-ci d'une quantité :

$$x' = \beta B.$$

Or l'on désire que ce déplacement soit égal à $\frac{x}{2}$, nous aurons donc ;

$$x' = \frac{x}{2} \qquad \beta B = \frac{sS}{2}$$

Or :

$$\beta = \frac{P - P_0}{P_0} = \frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{2} \frac{\Delta E}{E}.$$

Nous aurons donc en appelant R la résolution :

$$R = \frac{E}{\Delta E} = \frac{B}{sS}$$

En remplaçant B et S par leurs expressions dans la formule 2, nous avons :

$$R = \frac{1}{s} \frac{2 \cos \xi_1 \sin \frac{1}{2} \phi}{q \sin \Omega} \left[\cos \left(\xi_1 - \frac{1}{2} \phi \right) + q \cos \left(\xi_2 - \frac{1}{2} \phi \right) \right]$$

que l'on peut réduire à la forme :

$$R = \frac{f'}{s} \left(\sin \phi + 2 \operatorname{tg} \xi_1 (1 - \cos \phi) \right) + 1 - \cos \phi$$

I - 3 - APPLICATION A L'ANALYSEUR MAGNETIQUE

L'analyseur magnétique du Van de Graaff met en oeuvre la double focalisation. Pour que l'on puisse régler le faisceau au point de vue double focalisation, il est nécessaire que l'on puisse régler les angles d'incidence ξ_1 et ξ_2 . Un shimming est prévu sur l'aimant à cet effet.

Aux endroits où le faisceau pénètre et sort de l'analyseur, se trouvent placés de part et d'autre de la chambre à vide deux secteurs semi-circulaires comme il est représenté figure 11.

En modifiant leur position, on modifie ainsi les angles d'incidence et d'émergence ξ_1 et ξ_2 .

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, l'objet pour l'analyseur est placé au niveau des fentes d'entrée, la double focalisation intervenant sur la cible. C'est en général le réglage que l'on adopte.

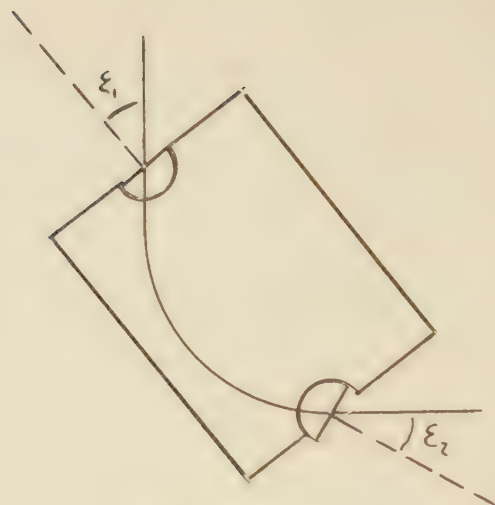


Figure 11

On peut alors calculer à partir des formules 23 et 24 les angles ξ_1 et ξ_2 , pour les valeurs de l' et de l''_d portées sur la figure 1. On obtient alors, $\xi_1 = 55^\circ$ et $\xi_2 = +10^\circ$.

La distance focale vaut alors $f = 1,3 R$, les distances g' et g'' des foyers objet et image aux limites du champ étant égales à $0,24 R$ et $1,8 R$.

Pour un objet de $1,5 \text{ mm}$, ce qui est le cas pour un faisceau de $1/10 \text{ A}$, on trouve une résolution $R = 800$.

Il faut remarquer qu'une telle résolution ne serait accessible qu'avec des fentes de sortie très rapprochées. En fait, la précision en énergie est définie par l'écartement des fentes de sortie, comme nous en avons parlé au paragraphe I-1-3.

La distribution en énergie des particules du faisceau est approximativement gaussienne. Après passage à travers les fentes de sortie, la distribution en énergie est le résultat d'un produit de composition entre l'écartement des fentes de sortie et la largeur du faisceau correspondant à la

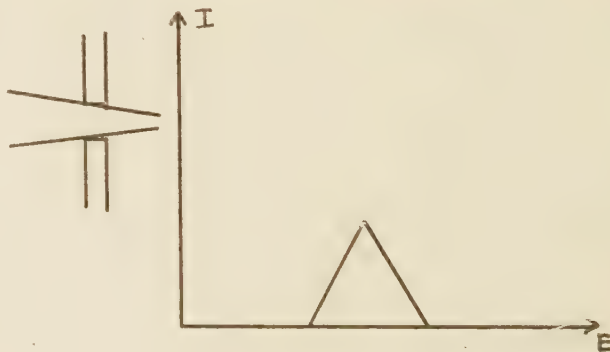


Figure 12

dispersion en énergie inhérente au faisceau. On peut assimiler la courbe représentative de la distribution en énergie des particules du faisceau à un triangle isocèle. Si l'écartement des fentes de sortie est inférieur à la largeur du faisceau, la distribution en énergie du faisceau sortant peut être alors représentée par un trapèze (figure 12)

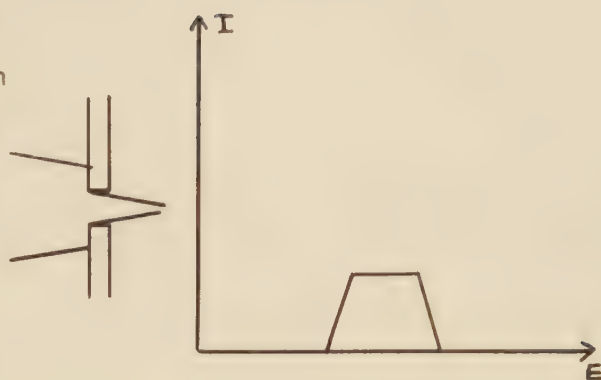


Figure 12

I - 4 - CONCLUSION

On conçoit parfaitement que la régulation de l'accélérateur sera liée à la fois à la largeur du faisceau et à l'écartement des fentes. En particulier si le faisceau est très large, il n'y a aucun intérêt, au point de vue stabilité, à utiliser des fentes très serrées. Il est donc nécessaire d'obtenir au niveau des fentes de sortie un faisceau aussi étroit que possible. Or comme nous l'avons vu la divergence du faisceau étant petite, la formation de crossover par la focalisation et par l'aimant est possible. Le réglage idéal consisterait à placer au niveau des fentes d'entrée le crossover formé par la lentille de focalisation et le tube accélérateur, ce crossover servant d'image pour l'analyseur et à placer le crossover formé par l'analyseur au niveau des fentes de sortie. La dimension du faisceau étant minimum en ce point, l'écartement des fentes sera ainsi le plus petit possible.

D'autre part, on voit tous les avantages qu'apporte la double focalisation. Sans sacrifier la résolution, on peut augmenter considérablement l'intensité du courant transmis sur la cible. D'autre part celle-ci rend possible la formation d'une bonne image du faisceau et ceci a beaucoup d'importance lorsque l'on désire faire passer le faisceau à travers un diaphragme ou lorsque l'on veut le reprendre par un système optique (lentille quadrupolaire par exemple).

CHAPITRE II

MESURE DE CHAMP MAGNETIQUE PAR RESONANCEPARAMAGNETIQUE NUCLEAIRE

Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe précédent, l'analyseur magnétique est utilisé pour réguler l'accélérateur pour la valeur de l'énergie choisie. De la stabilité du champ et de sa connaissance résulteront donc la précision du faisceau et la valeur de l'énergie de celui-ci. Il est donc indispensable de connaître et de contrôler avec précision la valeur du champ magnétique. Nous avons été ainsi conduit à installer sur l'analyseur un dispositif de mesure à distance du champ magnétique très précis.

II - 1 - MESURE DES CHAMPS MAGNETIQUES

De toutes les méthodes de mesures des champs magnétiques, la résonance paramagnétique nucléaire apparaît comme la plus intéressante, dès que la précision demandée dépasse 10^{-3} à condition que l'homogénéité soit suffisante, le gradient de champ ne devant pas excéder quelques gauss par centimètre.

Dans cette méthode, la mesure de champ est ramenée à une mesure de fréquence, grandeur que l'on sait déterminer avec beaucoup de précision, le facteur de proportionnalité étant caractéristique de la substance utilisée et ne dépendant pas des conditions extérieures.

Pour les protons d'une solution aqueuse d'un sel paramagnétique soumis à l'action d'un champ magnétique continu H et d'un champ H_1 perpen-

diculaire de pulsation ω , la résonance apparaît pour des valeurs de H et de ω telles qu'elles soient liées par la relation :

$$\omega = \gamma H$$

γ étant le rapport gyromagnétique du proton

ou si F est la fréquence du champ H_1 :

$$F = \alpha H = 4,2578 H \quad (1)$$

(F en mégacycles et H en kilogauss).

Le Van de Graaff que nous désirons étalonner accélère les particules entre 0,75 MeV et 2 MeV. Le rayon moyen de la trajectoire des particules dans l'aimant de déviation étant de 53,3 centimètres, on peut en déduire le champ nécessaire pour dévier les particules en utilisant la relation classique :

$$B R = \sqrt{2V \frac{m}{e}}$$

B étant l'induction magnétique, R le rayon de la trajectoire, V le potentiel accélérateur, m et e étant la masse et la charge des particules.

Ce qui nous conduit au résultat suivant ; pour les protons : 2.340 à 3.800 gauss.

A ces valeurs de champ correspondent d'après la relation 1, les fréquences suivantes pour les protons : de 10 à 16,2 MHz.

II - 2 - LES SYSTEMES

II - 2 - 1 - Méthode d'induction de Bloch

Les dispositifs de mesures par résonance peuvent être classés en deux catégories : celles utilisant la méthode de Bloch et celles basées sur

celle de Purcell.

Dans la méthode de Bloch (Bl 46) on utilise l'existence d'un couplage gyromagnétique au passage à la résonance entre deux bobines perpendiculaires dont l'une est excitée par le champ H_1 à la pulsation ω_0 .

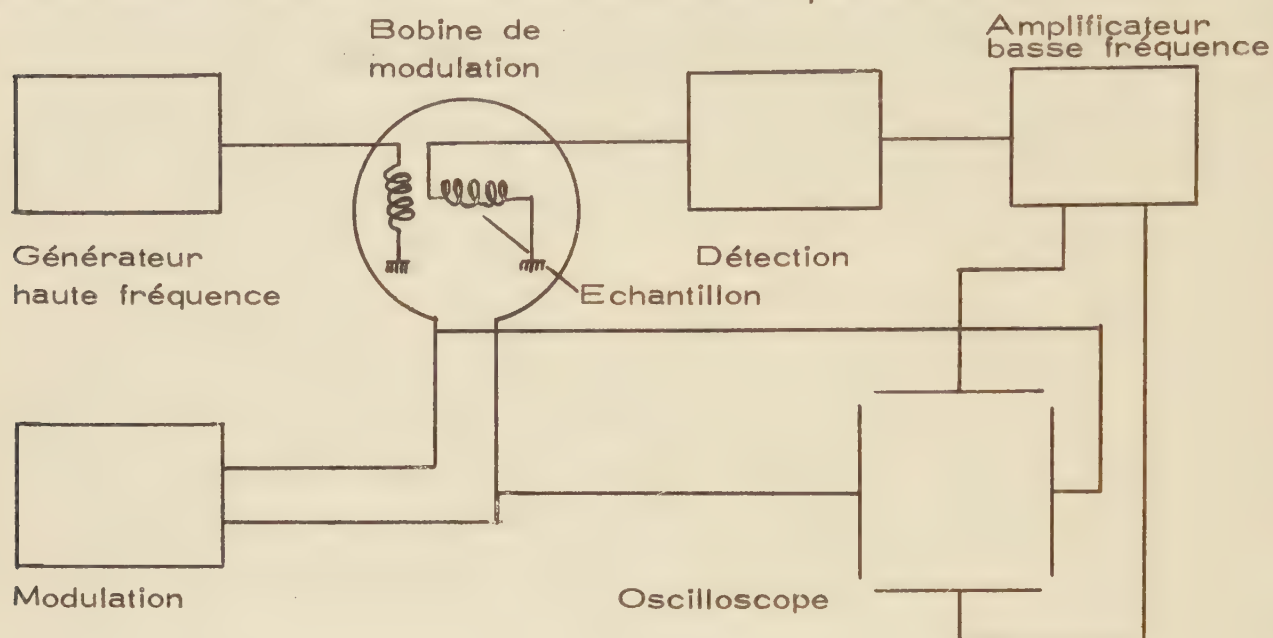


Figure 1.- Dispositif d'induction de Bloch

Le schéma de principe de la méthode est donnée figure 1. Dans un champ magnétique continu H_0 d'axe Oz perpendiculaire au plan de la figure, se trouvent deux petites bobines d'axes Ox et Oy . L'une de ces bobines contient l'échantillon à étudier ; c'est la bobine de réception. L'autre qui lui est perpendiculaire, est la bobine d'émission. La bobine d'émission entoure la bobine de réception et l'échantillon, elle est reliée à un générateur haute fréquence qui soumet l'échantillon à un champ alternatif H_1 .

En l'absence de résonance, la bobine de réception dont l'axe est perpendiculaire à l'axe de la bobine d'émission, ne reçoit qu'un flux très faible en provenance de la bobine d'émission. La bobine de réception est

connectée soit à un amplificateur haute fréquence suivi d'une détection et d'un amplificateur basse fréquence, soit directement à un organe détecteur suivi d'un amplificateur, basse fréquence comme c'est le cas du montage que nous avons utilisé.

Lorsque l'on se trouve dans la zone de résonance, c'est à dire que, pour un champ magnétique H_0 la pulsation du champ haute fréquence H_1 est telle que : $\omega_0 = \gamma H_0$ sous l'influence du champ H_1 , on aura production d'un certain nombre de transitions conduisant à des changements d'orientation de spins. La résultante macroscopique M de tous ces retournements élémentaires induit dans la bobine réceptrice un champ de fréquence ω_0 que l'on peut détecter.

Afin de visualiser le phénomène sur l'écran d'un oscilloscope et d'en faciliter le repérage, on superpose au champ magnétique H_0 un champ magnétique alternatif basse fréquence et de faible amplitude (une dizaine de gauss).

Ce champ magnétique alternatif est créé par deux bobines dont l'axe commun est parallèle au champ H_0 et qui sont placées en position d'Helmotz de part et d'autre de l'échantillon. Ces bobines parcourues par un même courant, créent au niveau de l'échantillon un champ magnétique alternatif basse fréquence de fréquence f . On détectera ainsi $2f$ fois par seconde le signal de résonance.

Si nous envoyons les signaux provenant de l'organe de détection sur les plaques verticales d'un oscilloscope dont le balayage est synchrone de la modulation du champ H_0 , nous verrons se matérialiser sur l'oscilloscope deux signaux de résonance correspondant au fait que l'on passe deux fois sur la résonance par cycle de balayage. En général, pour créer ce champ magnétique alternatif, on utilise directement le courant 50 périodes du réseau.

Le dispositif que nous avons utilisé pour tester l'analyseur du Van de Graaff était en tous points identique à ce que nous venons de décrire.

La source haute fréquence était constituée par un générateur haute fréquence Pathé-Marconi, qui alimentait la bobine d'émission par l'intermédiaire d'une ligne coaxiale. Cette bobine d'émission constituée de 8 spires de fil de cuivre émaillé et de dimensions d'1 cm x 1 cm, contenait l'échantillon et la bobine de réception. L'échantillon utilisé, une solution de nitrate ferrique à N/100 $(\text{NO}_3)_3\text{Fe}$, était placé dans une petite bouteille de verre de 5 mm de diamètre et 8 mm de long, sur laquelle était directement bobinée la self de réception.

La détection était effectuée aux bornes de la bobine de réception par une diode 19PI. Tout cet ensemble ainsi que les bobines de modulation du champ était monté à l'intérieur d'un petit boîtier en laiton dont l'épaisseur, 2 cm, nous était imposée par la largeur de l'entrefer de l'analyseur du Van de Graaff, l'ensemble plongeant dans le champ magnétique. Le signal basse fréquence était envoyé directement à l'amplificateur vertical d'un oscilloscope.

La simplicité de ce dispositif, quoique extrêmement séduisante, présente hélas un grave inconvénient. En effet, comme nous l'avons mentionné plus haut, le couplage entre les deux bobines doit être annulé ou du moins rendu très faible. Or, il s'avère que celui-ci ne reste pas fixe lorsque l'on fait varier la fréquence. Il s'ensuit que l'on ne peut espérer couvrir une grande plage de fréquence pour un réglage donné du couplage, sans avoir à modifier celui-ci.

En pratique, nous n'avons guère pu dépasser 500 KHz. Ce dispositif ne pouvant être utilisé dans une grande gamme d'énergie, nous avons étudié les systèmes autodynes.

II - 2 - 2 - Systèmes autodynes

Un appareil autodyne est un oscillateur dont la bobine du circuit oscillant contient l'échantillon.

Le signal de résonance ne résulte plus de la modification du couplage entre deux bobines croisées, mais provient des variations des caractéristiques propres du circuit oscillant lorsque l'on passe dans la zone de résonance. Celle-ci se traduisant en particulier par une absorption d'énergie, le coefficient de surtension Q et la self L du circuit oscillant subissent des variations ΔQ et ΔL , ce qui entraîne, par là même, une variation du débit du courant haute fréquence de l'oscillateur lors du passage à la résonance. Il suffit alors de détecter l'onde haute fréquence pour mettre en évidence le signal de résonance.

On est conduit au schéma de la figure 2 :

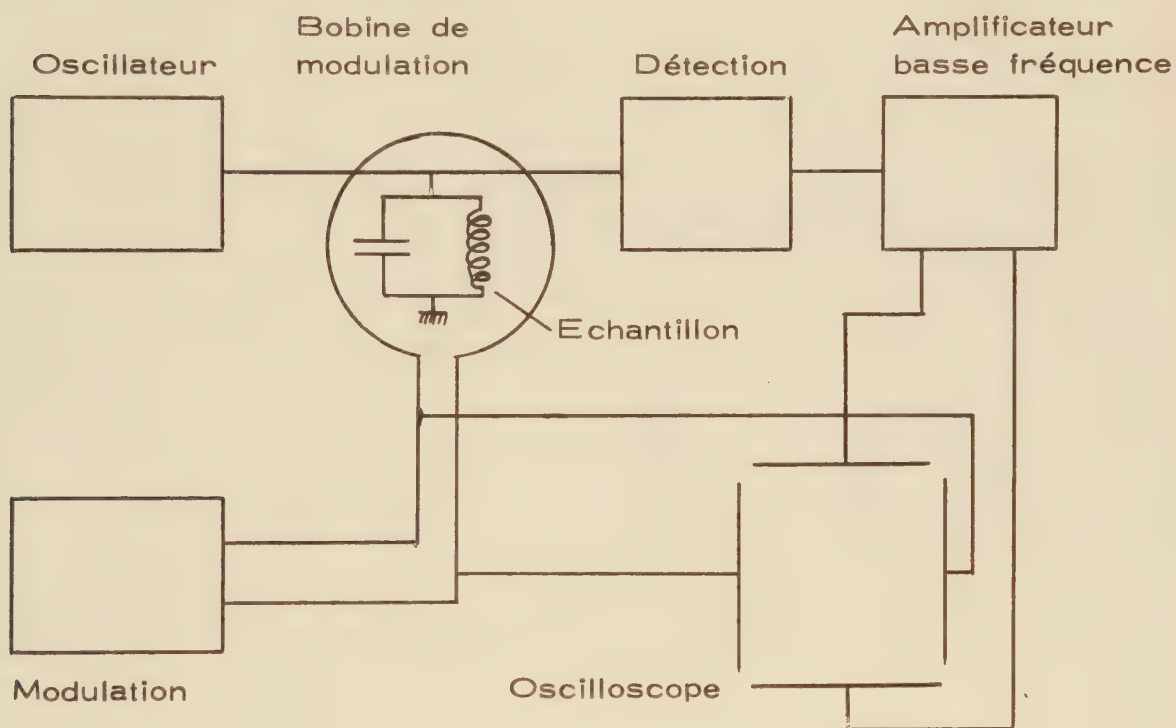


Figure 2.- Système autodyne

Ces circuits sont susceptibles de fonctionner dans une gamme étendue de fréquence, par simple accord du circuit oscillant à l'aide d'une capacité variable. Ils satisfont donc pleinement aux conditions que nous nous étions fixées pour notre appareillage.

Le premier autodyne a été expérimenté par Roberts (Ro 47). Par

la suite, de nombreux autres chercheurs les ont employés. Les montages réalisés sont inspirés des oscillateurs classiques à self et à capacité.

Parmi ceux-ci, certains sont plus adaptés à un emploi comme gauss-mètre. La plage de champ à mesurer, donc de fréquence à couvrir, devant être la plus grande possible, il est nécessaire de disposer d'un oscillateur dont le niveau HF soit suffisamment stable lorsque la fréquence varie.

Dans cette catégorie d'oscillateurs, nous pouvons citer celui construit par Pound et Knight (Po 50), qui se compose d'une double triode dont les cathodes sont couplées comme il est représenté figure 3.

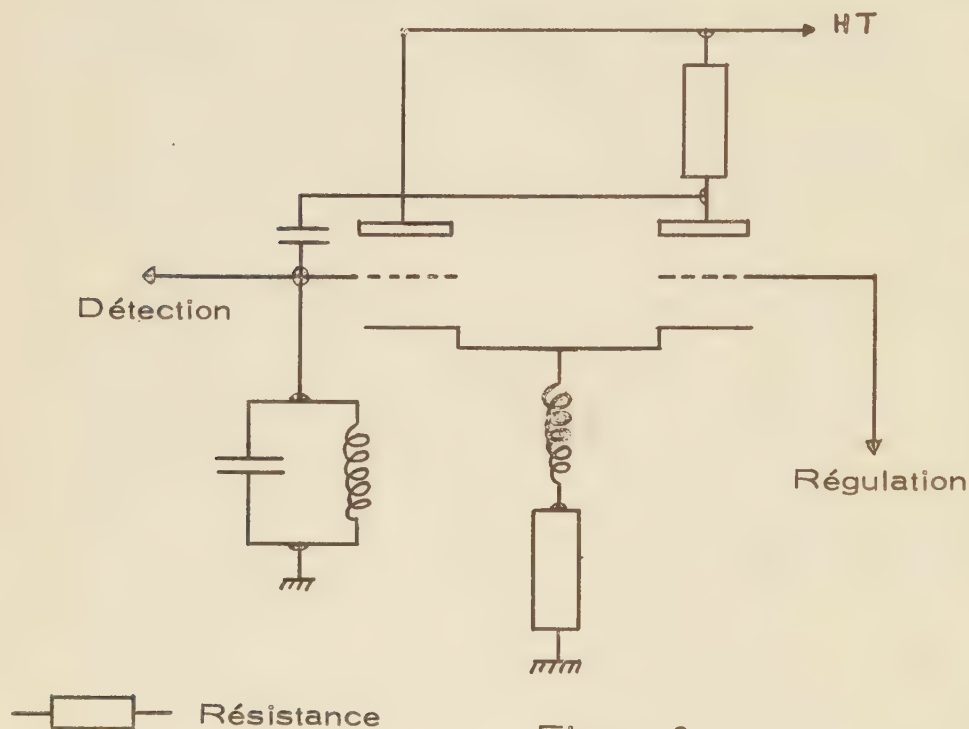


Figure 3

Dans la grille de l'un des tubes se trouve le circuit oscillant.

La grille de l'autre tube, recevant une partie de la tension haute fréquence redressée, sert à la régulation du niveau haute fréquence. Celui-ci demeure constant dans une large plage de fréquence.

Un autre oscillateur a retenu notre attention, c'est le transitron de Knoebel et Hahn (Kn 51). (Schéma figure 4).

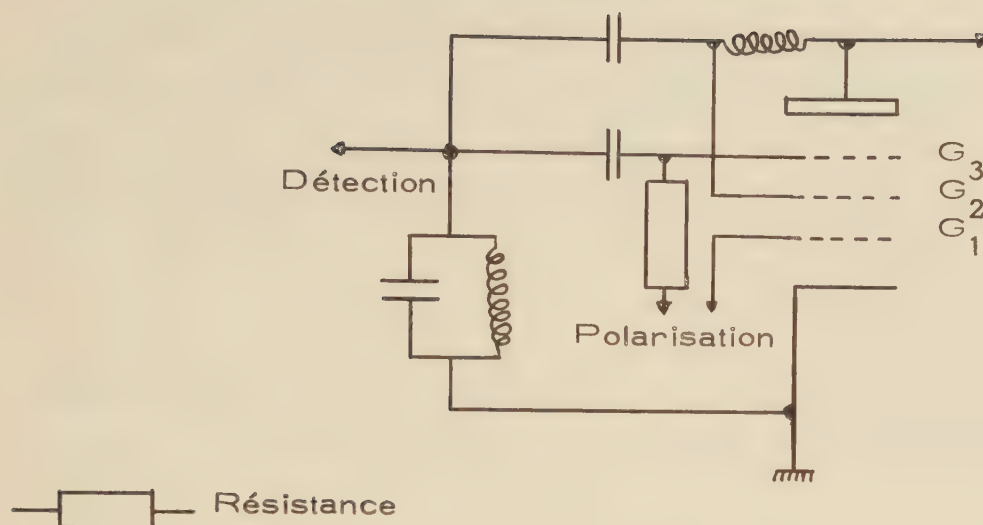


Figure 4

Il utilise le fait que, dans une pentode, le potentiel du supprimeur détermine la répartition des courants entre anode et écran. Lorsque le potentiel V_{g3} du supprimeur diminue, le courant d'écran I_{g2} croît, c'est à dire que si l'on trace le réseau de caractéristiques $I_{g2} = f(V_{g3})$, avec V_{g1} , potentiel de grille, comme paramètre, le réseau de courbes montre, pour des valeurs négatives de V_{g3} , l'existence d'une résistance négative. Dès lors, le fait de réunir ces deux électrodes par un condensateur permet d'obtenir un oscillateur.

Le circuit oscillant est placé dans le circuit du supprimeur et l'écran est réuni à la haute tension à travers une self. On règle le niveau haute fréquence en agissant sur le potentiel de la grille G_1 ce qui modifie la valeur de la résistance négative.

La polarisation du supprimeur permet de placer au mieux le point de fonctionnement du tube sur le réseau des caractéristiques négatives.

Certains tubes dont l'effet du supprimeur est très marqué, conviennent bien à cet usage. C'est le cas par exemple des tubes 6 BN 6 et 6 AS 6.

Essayé d'abord avec une 6 BN 6, le bruit de fond de l'oscillateur était trop important, le signal se perdant dans celui-ci. Nous avons ensuite réalisé le montage avec une 6 AS 6. Le bruit de fond était alors suffisamment faible pour nous permettre l'obtention de signaux d'excellente qualité.

II - 2 - 3 - Le système adopté

Après ces premiers essais qui nous ont donné des résultats satisfaisants, nous avons envisagé la réalisation de notre installation avec des transistors.

Dans une installation de résonance paramagnétique nucléaire, il faut porter une grande attention à tout ce qui risque de créer de la microphonie, qui devient très gênante lorsque comme c'est notre cas, l'on observe des signaux de l'ordre du millivolt. Il est assez difficile d'éviter celle-ci avec des tubes. L'utilisation de transistors et de circuits imprimés pour le câblage, permet de réaliser des montages compacts et pratiquement insensibles à la microphonie.

D'autre part, pour minimiser au maximum le bruit de fond, on est souvent obligé d'alimenter les filaments des tubes en courant continu, ce qui ne fait que compliquer l'installation. L'influence de la tension filament intervient, par ailleurs, de manière non négligeable sur la stabilité de la fréquence. On arrive à des variations de fréquence de 10^{-5} par millivolt de chauffage. Il est en général nécessaire dans ce type d'installation d'alimenter les filaments à l'aide d'une batterie. On voit donc tout l'intérêt que peuvent présenter les transistors.

L'oscillateur à transistor que nous avons utilisé est dérivé de celui décrit par J.R. Singer et S.D. Johnson (Si 59). Il nous a séduit par sa simplicité et son excellent fonctionnement.

Nous en donnons un schéma simplifié figure 5 :

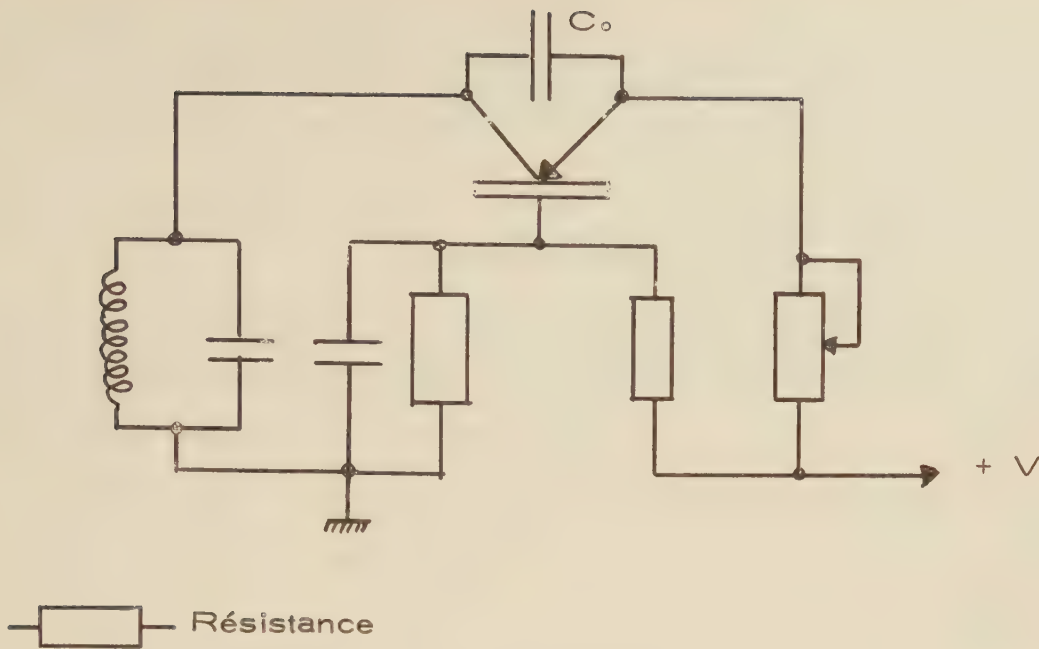


Figure 5

Il utilise un seul transistor fonctionnant en base commune.

Il s'ensuit qu'émetteur et collecteur ayant des variations de potentiel de même signe, on peut constituer un oscillateur en réunissant ses deux électrodes par un condensateur. C'est le rôle du condensateur C_o . Le circuit oscillant est placé dans le circuit collecteur. La charge d'émetteur permet de contrôler le taux de réaction et ainsi de régler le niveau de la tension haute fréquence. Celui-ci diminue lorsque la résistance d'émetteur croît. Il faut remarquer que, contrairement au montage habituel des transistors, le collecteur est ici à la masse à travers le circuit oscillant, l'émetteur étant relié au pôle positif de la basse tension.

Avant de décrire l'appareillage que nous avons utilisé, nous allons étudier les principaux facteurs agissant sur l'intensité du signal de résonance.

II - 3 - INTENSITE DU SIGNAL DE RESONANCE

L'amplitude et la forme des signaux de résonance sont liés au temps

de relaxation T_1 et T_2 . La démonstration des formules utilisées peut être trouvée dans l'ouvrage du Professeur Grivet (Gr 55).

II - 3 - 1 - Les temps de relaxation T_1 et T_2

On peut se représenter d'une façon simple le phénomène de résonance en considérant une aiguille aimantée placée dans un champ magnétique B_0 d'axe Oz , sa position d'équilibre étant l'axe Oz . Si on écarte l'aiguille d'un angle α par rapport à Oz , elle oscillera autour de Oz avec une fréquence ν_0 donnée par $4\pi^2 \mu^2 = \mu B_0 / I$ où μ est son moment magnétique, I son moment d'inertie.

Le mouvement s'amortira par suite des différents frottements. On pourrait entretenir le mouvement à l'aide d'une bobine excitatrice horizontale d'axe Ox , parcourue par un courant alternatif de fréquence ν_0 , créant ainsi dans la région de l'aiguille un champ alternatif B_1 . Si le travail de B_1 compense la perte d'énergie subie par l'aiguille, le mouvement sera entretenu.

Il en résulte que, par des mesures purement électriques sur la bobine d'excitation, on pourra déterminer les caractéristiques du mouvement de l'aiguille. On constatera en effet :

- que la résistance apparente augmentant de dR , le coefficient de surtension Q diminue.
- que la self varie de dL par suite du couplage avec l'aiguille.

Si l'on assimile les noyaux à des gyroscopes, les problèmes se posent à peu près de la même façon que pour l'aiguille aimantée. Dans un échantillon on a un très grand nombre de ces aimants nucléaires. Le champ B_1 produit par la bobine excitatrice peut se décomposer en deux champs tournants d'intensité respective $B_1/2$. A la résonance chacun de ces gyroscopes s'accroche automatiquement sur la composante de sens convenable. Il s'ensuit que tous les gyroscopes sont en phase.

Supposons maintenant que l'on coupe l'excitation. Le mouvement libre des gyroscopes peut subsister pendant un temps T_1 très long et cependant n'être plus observable au bout d'un temps T_2 plus court. En effet, lorsque l'on coupe l'excitation, rien ne maintient plus en phase cette multitude de gyroscopes. Les perturbations que leur apporte le milieu suffisent à modifier légèrement leur période de mouvement, ce qui fait qu'au bout du temps T_2 les déphasages de tous ces mouvements étant répartis de manière aléatoire, leur composante s'annule.

Nous pouvons donc définir deux temps de relaxation : T_1 lié à chaque noyau, c'est à dire lié à l'aspect microscopique du phénomène, appelé temps de relaxation longitudinal ; T_2 lié à l'aspect macroscopique, c'est à dire à la résultante de tous ces mouvements, appelé temps de relaxation transversale.

En général $T_2 < T_1$, les valeurs de T_1 et de T_2 sont très variables, allant de 10^{-6} pour les solides à plusieurs secondes pour les liquides, voire même plusieurs heures pour les cristaux extrêmement purs tels que LiF ($T_1 = 2 \text{ h.30}$).

A) Amplitude du signal de résonance.

On peut montrer (Gr 55) qu'en première approximation, il est proportionnel à $N \frac{T_2}{T_1}$

N étant le nombre de noyaux par cm^3

Pour les solides $T_2 \ll T_1$, les signaux sont extrêmement faibles, ce qui oblige à utiliser des liquides, pour lesquels $T_2 \sim T_1$. Pour l'eau, on a $T_1 = 2,7 \text{ s.}$ et $T_2 = 2 \text{ sec.}$

B) Largeur des raies.

On montre que celle-ci dépend de T_2 . Plus T_2 est petit, plus larges sont les raies.

Dans le cas des liquides où T_2 est très grand, les raies sont étroites et leur largeur en gauss est, en général, bien inférieure aux inhomogénéités des champs magnétiques. Il en résultera que celles-ci détermineront à elles seules la largeur des raies de résonance. Ce sera le cas de l'eau par exemple.

C) Forme des raies.

On peut considérer que le système de spins se comporte à la résonance comme un circuit oscillant de bande passante

$$\Delta F = \frac{1}{T_2}$$

Dans le cas d'un liquide comme l'eau $T_2 = 2$ sec. Nous avons $\Delta F = 0,5$, ce qui, pour une fréquence de résonance de 10 MCs correspond à un coefficient de surtension

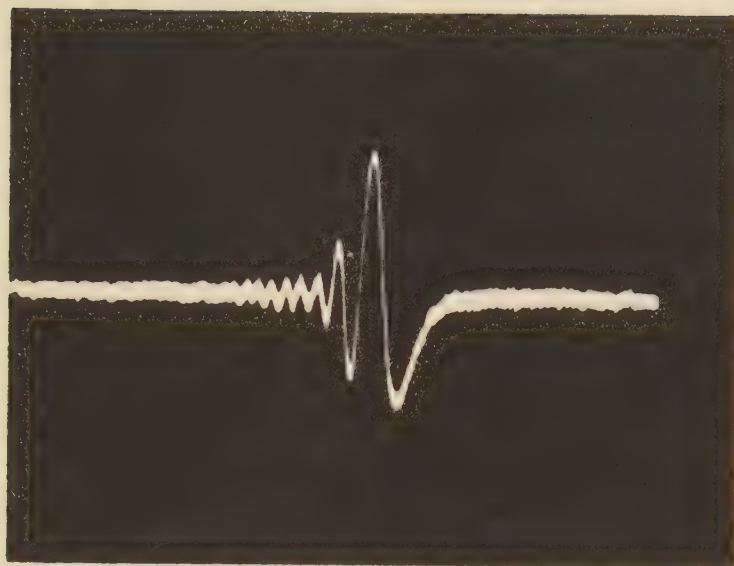
$$Q = \frac{F}{\Delta F} = 2 \cdot 10^7$$

Il s'ensuit que l'établissement de la résonance sera suivi de phénomènes transitoires importants. Ceci explique la forme des signaux de résonance ayant l'apparence d'oscillations amorties, comme on peut le voir sur la figure 6.

Ces transitoires perturbent à tel point les diagrammes de résonance qu'avec de l'eau pure par exemple, il serait impossible d'utiliser la technique de balayage en champ à la fréquence du secteur.

C'est pourquoi l'on ajoute à l'eau ordinaire des ions paramagnétiques tels que du nitrate ferrique (NO_3)₃Fe. Celui-ci a la propriété de diminuer T_2 au fur et à mesure que l'on augmente sa concentration. Nous reproduisons ci-dessous un tableau de valeurs de T_2 et de largeurs de raies obtenues expérimentalement par Gabillard (Ga 55), pour une solution aqueuse de nitrate ferrique.

Figure 5



Normalités	T_2 en sec.	Largeurs de raies
		en gauss
N/10	$9 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-2}$
N/20	$1,86 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$
N/50	$1,70 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$
N/100	$5,00 \cdot 10^{-3}$	$0,76 \cdot 10^{-2}$
N/1000	$2,35 \cdot 10^{-2}$	$0,16 \cdot 10^{-2}$

Nous avons choisi pour notre installation d'utiliser des échantillons contenant une solution à N/100 de $(\text{NO}_3)_3\text{Fe}$. Les transitoires sont suffisamment diminuées pour que le signal soit parfaitement observable, son amplitude restant suffisante. D'autre part, on voit que la largeur naturelle de la raie est de $0,76 \cdot 10^{-2}$ gauss. En conséquence, la largeur expérimentale sera entièrement due aux inhomogénéités du champ magnétique de l'aimant du Van de Graaff.

II - 3 - 2 - Intensité du signal de résonance.

L'intensité du signal peut se mettre sous la forme

$$E = A [n_0 I(I+1) \gamma] \left[\frac{1}{T} \right] [K] [F'] [J n D^2 Q]$$

A est un coefficient numérique, $A = 1,07 \cdot 10^{-4}$ u.e.m.

$n_0 I(I+1) \gamma$ caractérise le corps utilisé. I étant le spin des noyaux.

Dans le cas des protons de l'eau par exemple, $I = 1/2$. n_0 est le nombre de noyaux par unité de volume, γ le rapport gyromagnétique du proton.

T est la température

K caractérise le procédé d'observation utilisé. Il dépend de T_1 et de T_2 , de la température et de la nature de l'échantillon.

F est la fréquence de résonance.

Le dernier facteur caractérise la bobine utilisée pour le circuit oscillant.

J est le coefficient de remplissage. Il est toujours inférieur à 1, mais on fera en sorte qu'il soit le plus élevé possible. C'est pourquoi l'échantillon est placé dans une petite bouteille de verre sur laquelle on bobine directement la self du circuit oscillant.

n est le nombre de tours du bobinage.

D est le diamètre de la bobine.

Q le coefficient de surtension.

La self L et le coefficient de surtension Q sont reliés aux dimensions géométriques de la bobine par les expressions de Pollack qui donnent une formule approchée dans le cas de bobinage à spires non jointives, de longueur l , composé d'une couche de fil de diamètre $d_0 = l/n\sqrt{2}$

$$L \approx \frac{n^2 D}{102k + 45} \cdot 10^{-6} \text{ H}$$

D en cm

$$k = l/d$$

n nombres de spires

$$Q = \frac{C F^{1/2} D k}{102 k + 45}$$

$$C = 20^{-3/2} \rho^{-1/2}$$

ρ résistivité

Il est certain que plus les dimensions de la bobine seront grandes, plus le signal sera de bonne qualité à J constant. On est cependant obligé de limiter les dimensions de la bobine à cause de l'inhomogénéité du champ magnétique et de l'élargissement des raies qui en résulte.

En fait, à une fréquence donnée, face à une capacité parasite donnée (que l'on aura d'ailleurs essayé de réduire au maximum) on devra construire une bobine de valeur L , fixée par la condition de résonance $LC \omega^2 = 1$. On construira alors une bobine dont le diamètre sera aussi grand que le permettront les inhomogénéités du champ magnétique et dont le coefficient de surtension Q sera le plus élevé possible. Pratiquement une valeur de Q supérieure à 50 permet d'obtenir de bons résultats.

II - 3 - 3 - Influence de l'amplitude haute fréquence.

L'amplitude de la tension haute fréquence aux bornes de la self contenant l'échantillon a aussi beaucoup d'importance quant à l'obtention du signal de résonance. On montre que la condition optimum que doit remplir le champ magnétique haute fréquence auquel est soumis l'échantillon s'exprime par l'égalité

$$\gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 = 1$$

La valeur de H_1 fixe l'amplitude de la tension haute fréquence qui doit apparaître aux bornes du circuit oscillant. Cette tension doit être faible, de l'ordre de quelques volts.

D'autre part, on montre que la sensibilité d'un oscillateur est d'autant plus élevée que l'on est proche du seuil d'accrochage de l'oscillation.

Cependant, dans un oscillateur destiné à couvrir une large plage de fréquence, on ne peut régler l'amplitude haute fréquence à un niveau trop bas sous peine de voir l'oscillateur décrocher. Il est donc nécessaire d'établir un compromis. Nous verrons que dans notre appareillage, l'amplitude haute fréquence est de l'ordre de 4 volts.

II - 4 - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

Des considérations précédentes, on peut tirer un certain nombre de conclusions.

- 1°) Pour effectuer des mesures précises à l'oscilloscope, on aura intérêt à supprimer dans la mesure du possible les oscillations amorties qui suivent l'établissement du signal de résonance. On peut y arriver en limitant la bande passante du côté des fréquences élevées. La période de ces oscillations étant de l'ordre de 10 Khz, on limitera la bande passante à 1 Khz par exemple.
- 2°) Nous avons été amené à limiter aussi la bande passante du côté des basses fréquences, en pratique 100 Hz, de manière à éliminer le plus possible de 50 périodes.
- 3°) Afin d'augmenter la sensibilité du dispositif, la modulation en champ sera variable de façon à pouvoir être réduite lorsque le signal de résonance a été repéré.

II - 4 - 1 - La sonde.

La sonde et l'appareillage annexe que nous avons construit ont été réalisés en fonction des dimensions géométriques de l'analyseur du Van de Graaff.

Nous disposons d'un entrefer de 2 cm. Un trou de 3 cm de diamètre percé dans la carcasse de l'analyseur permettait d'accéder à l'entrefer depuis l'extérieur de l'électroaimant. Désirant placer l'oscillateur à

l'extérieur du champ, ceci nous imposait une distance sonde-oscillateur de 40 cm environ. Enfin, nous voulions éviter un contact quelconque entre la masse de l'analyseur et notre appareillage, ce qui nous a obligé à isoler celui-ci, afin d'éviter les masses multiples. L'appareillage réalisé est représenté figure 7.

1°) L'appareillage se compose d'abord d'un boîtier en laiton posé sur la carcasse de l'électro-aimant et isolé par une plaque de plexiglass. A l'intérieur, est placé le circuit imprimé comprenant l'oscillateur, la détection et l'amplification basse fréquence.

2°) Sur ce boîtier est soudé un tube de laiton de 2 cm de diamètre et de 30 cm de long. Celui-ci traverse la carcasse de l'analyseur, à travers le trou de 3 cm. Il est isolé par un tube de plexiglass à l'intérieur duquel il est placé. Il arrive à proximité de l'entrefer et à son extrémité, est vissée une embase Radiall, ce qui permet d'y fixer la sonde à l'aide d'un raccord coaxial.

Le câble coaxial ayant une capacité trop importante, nous avons utilisé pour la liaison sonde-oscillateur le tube en laiton lui-même comme gaine extérieure d'un coaxial dont l'âme est un fil de cuivre de 20/100 placé dans un tube de verre qui en assure le centrage.

3°) La sonde est constituée par un boîtier de 7 cm de long sur 4 cm de large et 2 cm d'épaisseur, construit en résine moulée, ce qui l'isole de la masse de l'analyseur. Il est blindé intérieurement avec du clinquant de laiton. L'une des extrémités du boîtier de forme semi-circulaire, contient les bobines de modulation collées de part et d'autre d'une entretoise en plexiglass. Entre les bobines de modulation et enfichée dans l'entretoise se trouve une petite bouteille en verre contenant la solution aqueuse de $(\text{NO}_3)_3\text{Fe}$. Sur l'autre extrémité du boîtier sont fixées deux embases coaxiales Radiall qui permettent d'une part la réunion du circuit oscillant à l'oscillateur par l'intermédiaire de la canne en laiton et d'autre part l'arrivée du courant de modulation du champ.

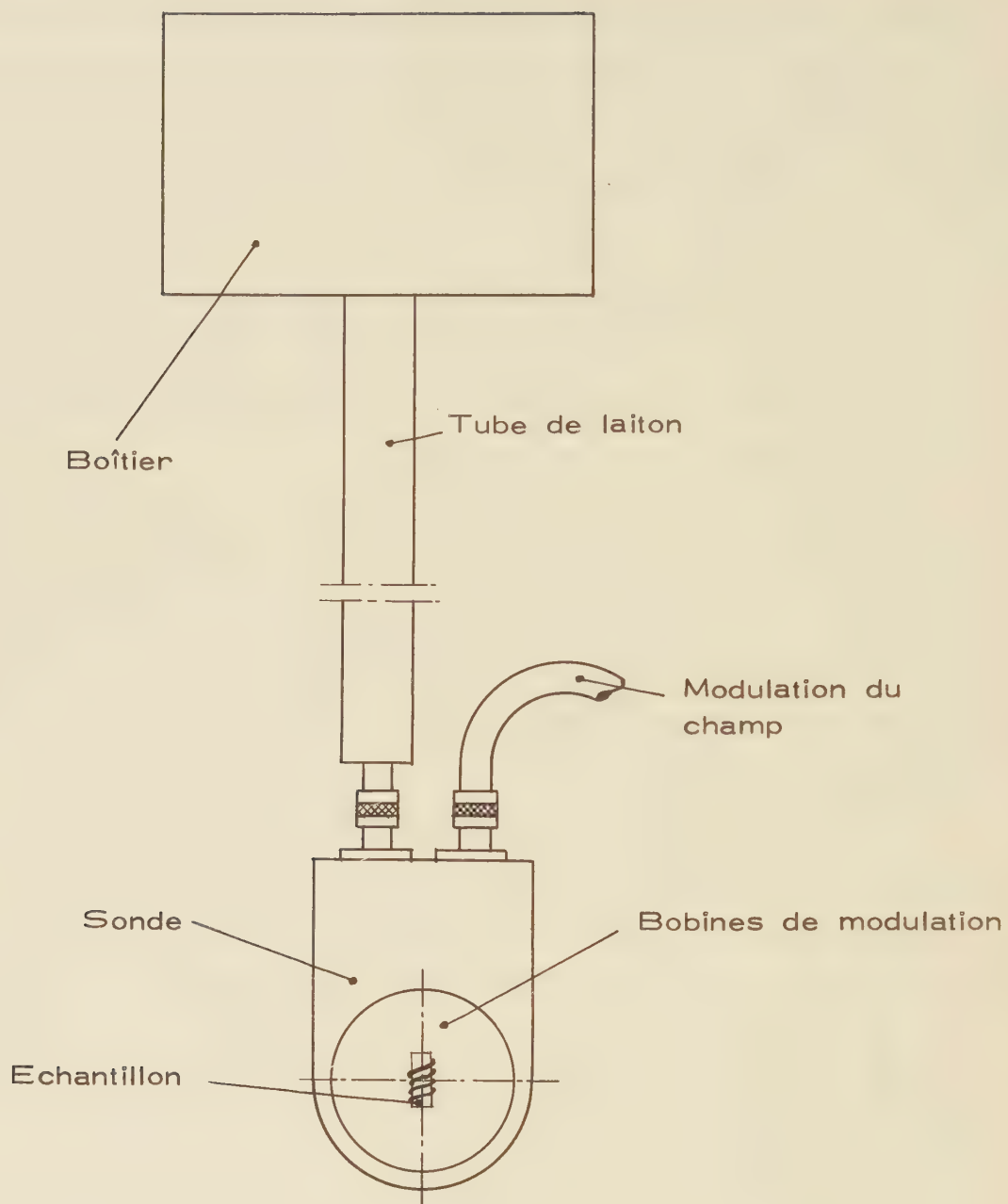


Figure 7

La self du circuit oscillant est constituée de 15 tours de fil divisé haute fréquence bobiné directement sur la bouteille de verre contenant l'échantillon. Nous avons ainsi une self de 5 mm de long sur 7 mm de diamètre, dont la valeur est de $1 \mu\text{H}$ et le Q de 70 entre 10 et 20 Mhz. Celle-ci répond donc aux conditions que nous avons définies au paragraphe 2-3-2 et nous permet d'espérer obtenir des signaux de bonne qualité.

L'ensemble ainsi réalisé est suffisamment compact pour que la microphonie soit faible.

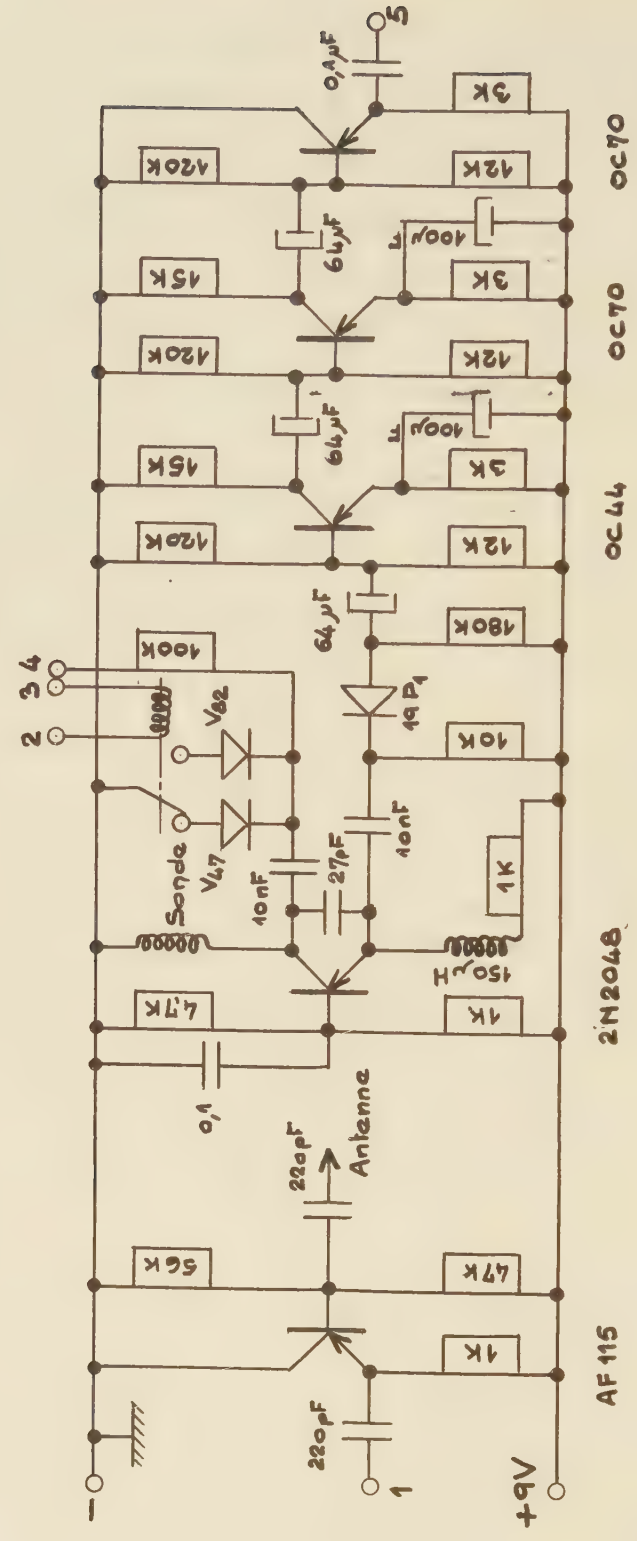
L'oscillateur, les circuits de détection, l'amplificateur basse fréquence et le transistor monté en émetteur Follower appartenant à l'appareil de mesure de fréquence, câblés sur le même circuit imprimé sont représentés sur la figure 8.

II - 4 - 2 - L'oscillateur.

Nous avons choisi pour réaliser l'oscillateur un transistor 2N 2048. Possédant un gain élevé, une fréquence de coupure de 150 MHz et un faible bruit de fond, celui-ci convenait parfaitement à cet usage. Une self de $150 \mu\text{H}$ a été placée en série dans l'émetteur avec une résistance de $1 \text{ K}\Omega$ de manière à augmenter l'importance de la charge d'émetteur en haute fréquence, sans pour cela changer la polarisation continue du transistor. Le niveau haute fréquence est ainsi ramené à une valeur convenable d'environ 4 volts.

Un point important à signaler est l'utilisation de diodes à capacité variable ou varicaps en remplacement des condensateurs classiques à air. Ces diodes ont la propriété de voir leur capacité interne varier dans de fortes proportions, lorsque la tension de polarisation varie. La loi de variation de la capacité en fonction de la tension de polarisation suit une équation de la forme $C = \frac{K}{\sqrt[n]{V}}$ où n est en général compris entre 2 et 3. On voit toute la simplification que les varicaps apportent à la commande de fréquence. Un simple Hellipot remplaçant un système de selsyn encom-

Figure 8 - Oscillateur - Détection - Amplificateur basse fréquence



- 1 Sortie haute fréquence
- 2. 3 Changement de gamme
- 4 Commande de fréquence
- 5 Basse fréquence

brant et peu précis.

Les varicaps sont placées en parallèle sur le circuit oscillant et réunies à celui-ci à travers un condensateur de 10 nF qui les isole au point de vue continu. Elles sont polarisées à travers une résistance de 100 K de manière à ne pas amortir le circuit oscillant. La chute de tension à travers cette résistance est d'ailleurs faible, le courant inverse traversant les diodes n'étant que de $100 \mu A$ pour une polarisation maximum.

Cependant, l'utilisation des varicaps présente deux inconvénients majeurs :

1) Leurs coefficients de surtension plus faible que dans le cas de capacité variable à air amène une diminution de l'intensité du signal. On voit donc tout l'intérêt qu'il y a à diminuer au maximum les capacités parasites de manière à pouvoir augmenter la self L et par là même le coefficient de surtension.

2) Un autre point réside dans la plus faible variation relative de capacité que l'on obtient avec les varicaps. Cela nous a obligé à utiliser deux varicaps V 82 et V 47, commutables à l'aide d'un relais, pour couvrir la gamme des protons s'étendant de 10 à 16,2 MHz. Pour une tension de commande variant de 0 à 15 volts, la varicap V 82 couvre une plage de capacité de 50 à 160 pF environ. La varicap V 47 couvre une plage de 20 à 80 pF pour une tension de commande variant de 0 à 20 volts. Au total la plage de fréquence couverte s'étend de 9,5 à 18 MHz en deux gammes : 9,5 à 14 MHz, 13 MHz à 18 MHz.

II - 4 - 3 - Détection et amplificateur basse fréquence figure 8.

La détection est réalisée simplement à l'aide d'une diode 19 P1. La haute fréquence étant prise sur l'émetteur du transistor oscillateur, on évite ainsi un amortissement du circuit oscillant.

L'amplificateur basse fréquence qui suit est simplement constitué de 3 étages, 2 étages montés en émetteur commun servant d'amplificateur, le

troisième monté en émetteur follower adapte l'amplificateur à l'impédance du câble de 30 mètres permettant la transmission du signal sans déformation.

Un transistor OC 44, choisi pour son gain élevé et son faible bruit équipe le premier étage. Les deux autres étages étant équipés de transistors OC70.

Il est à noter que l'on n'a pas essayé de limiter la bande passante de l'amplification à ce niveau. Nous avons jugé en effet préférable de ne pas altérer le signal de résonance avant sa transmission.

Au total, pour un gain d'environ 500, le signal de résonance à la sortie de l'amplificateur est de 100 millivolts.

II - 4 - 4 - Mesure de la fréquence.

La fréquence de l'oscillation est mesurée par la méthode des battements avec comme étalon un générateur Pathé Marconi. Un émetteur follower (figure 8) constitué par un transistor AF 115 reçoit la haute fréquence d'une petite antenne, placée à proximité de l'oscillateur, et la transmet au circuit de mesure de fréquence.

Celui-ci est constitué de 3 étages amplificateurs haute fréquence à large bande (environ 30 MHz), le dernier étage recevant simultanément le signal en provenance du générateur sert de mélangeur.

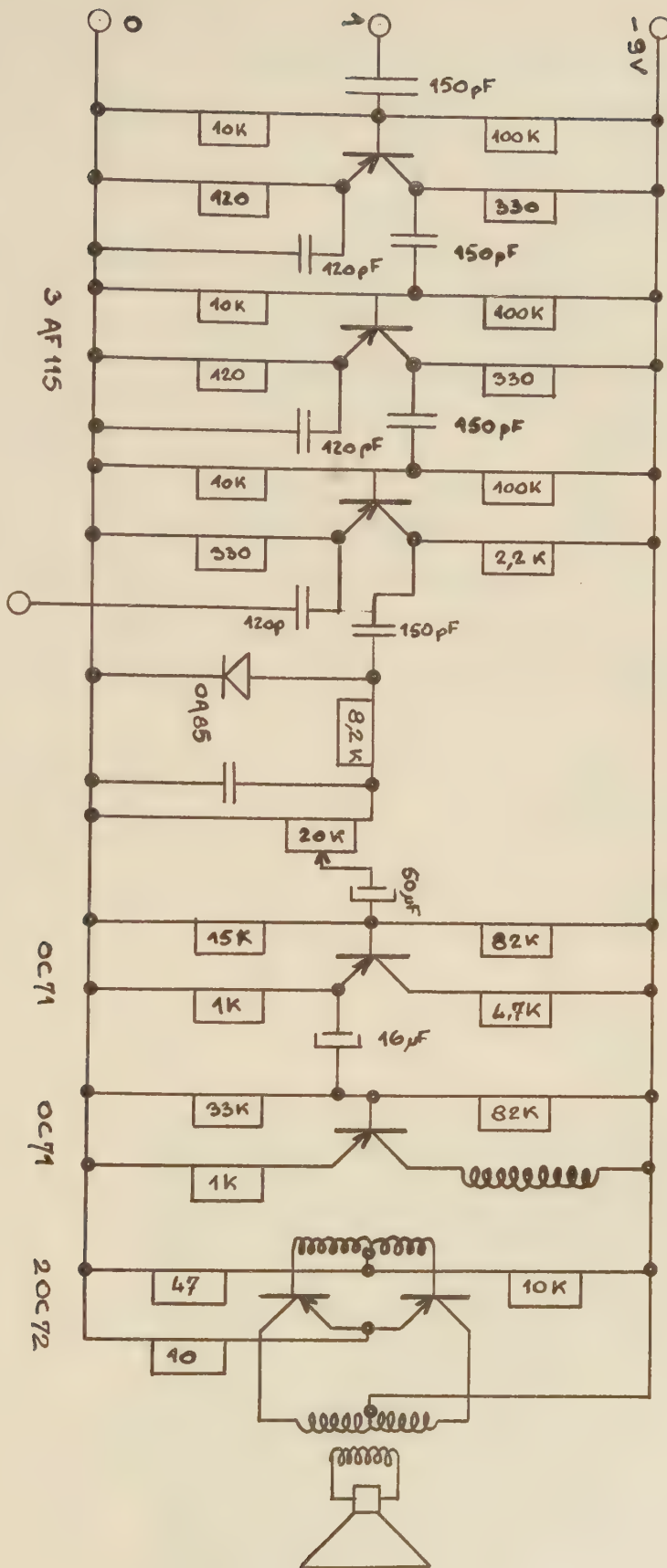
Une détection et amplificateur basse fréquence complètent cet ensemble. Figure 9.

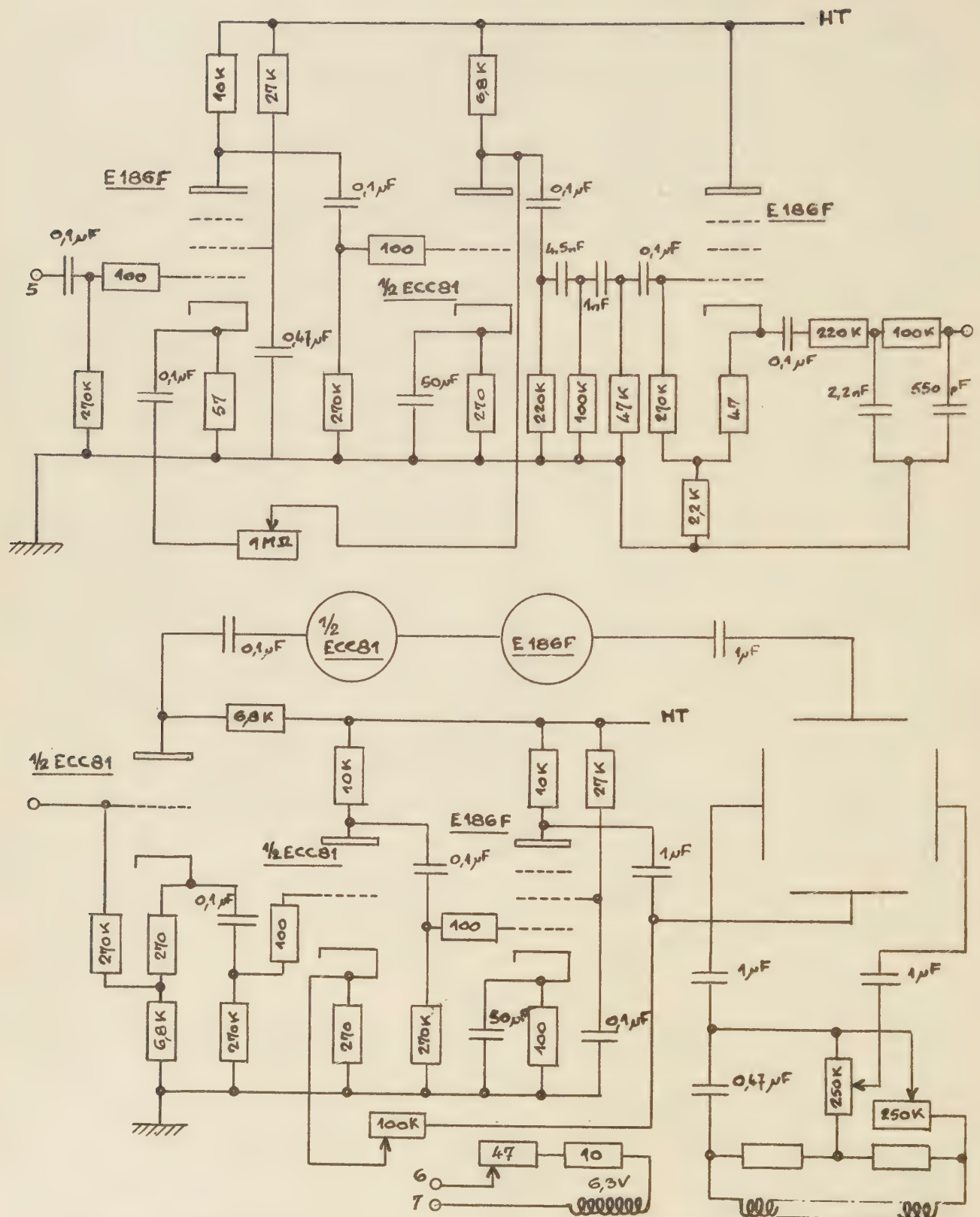
II - 4 - 5 - Oscilloscope.

Le schéma de l'oscilloscope est donné figure 10 il se compose de deux étages amplificateurs utilisant 2 tubes : E 186 F et $\frac{1}{2}$ ECC 81. On trouve ensuite le filtre passe haut limitant la bande passante du côté des basses fréquences. Une cathode follower composé d'une E 186 F permet d'adapter l'impédance au filtre passe bas qui suit. On attaque ensuite un

Figure 9 - Circuit de mesure de fréquence

- 1 Entrée haute fréquence
8 Entrée Générateur haute fréquence





5 Entrée basse fréquence
6,7 Modulation du champ

Figure 10

déphaseur ($\frac{1}{2}$ ECC 81) qui alimente les deux amplificateurs d'attaque des plaques verticales (ECC 81 et E 186 F). Nous n'avons figuré qu'un seul de ces amplificateurs .

II - 4 - 6 - Modulation du champ . Figure 10 .

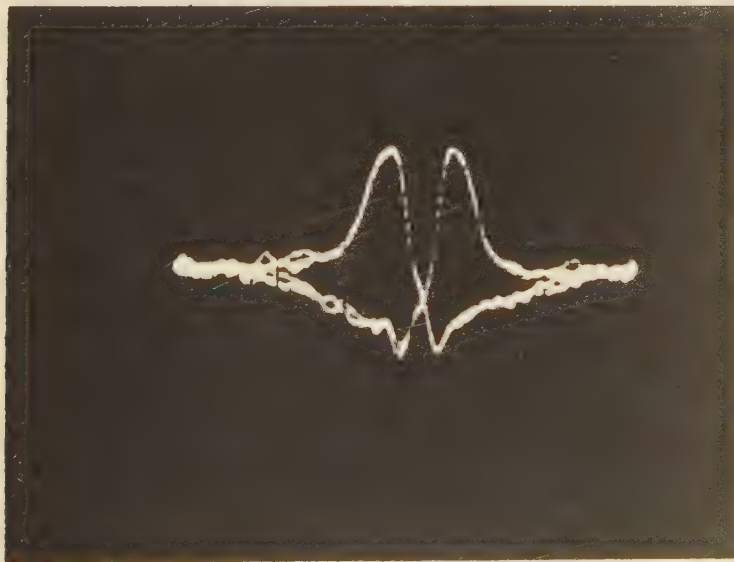
La modulation du champ est réalisée à partir de l'enroulement 6,3 V d'un transformateur . Un potentiomètre de 47Ω permet de contrôler l'amplitude de la modulation .

Le balayage horizontal de l'oscilloscope est réalisé à partir de l'enroulement secondaire 220 V du même transformateur . Un système déphaseur permet de déplacer les deux pics de résonance . On peut ainsi les superposer pour effectuer les mesures de champ .

II - 5 - RESULTATS .

Les pics de résonance obtenus avec cet appareillage sont représentés figure 11 . La largeur des pics à mi-hauteur est d'environ 0,7 gauss .

Figure 11 .



La stabilité à court terme de l'oscillateur semble excellente. Nous l'avons chiffrée à environ 10^{-5} .

La modulation variable du champ permet, pour un balayage horizontal maximum de l'oscilloscope, de faire varier la sensibilité de 0,6 à 3,6 gauss par centimètre. Il est facile de mesurer l'excursion H du champ de balayage en mesurant les fréquences F_1 et F_2 de l'oscillateur pour lesquelles la résonance se produit aux extrémités de la trace horizontale de l'oscilloscope.

On a alors :

$$2 \Delta H = \frac{F_1 - F_2}{4,26}$$

On peut apprécier un déplacement du pic de l'ordre de 1 millimètre, ce qui correspond pour la meilleure sensibilité à une variation de 0,06 gauss. Pour un champ de 3000 gauss, qui correspond au milieu de la gamme de protons, on a : $\frac{\Delta B}{B} \approx 2 \cdot 10^{-5}$

Or, on sait que $\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta B}{B}$ où E est l'énergie du faisceau.

On voit donc que $\frac{\Delta E}{E} = 4 \cdot 10^{-5}$

En général on n'observe aucun déplacement du signal de résonance pendant une mesure de quelques minutes. On peut dire que la stabilité du champ magnétique et celle du dispositif de mesure sont de l'ordre de 4×10^{-5} .

CHAPITRE III

ETALONNAGE DE L'ACCELERATEUR VAN DE GRAAFFIII - 1 - PRINCIPE DE L'ETALONNAGE. LA CONSTANTE K

L'énergie des particules accélérées est reliée au champ magnétique dans l'analyseur par une équation de la forme :

$$BR = \frac{\sqrt{2Em}}{e} \quad (1)$$

E étant l'énergie de la particule m sa masse.

Cette équation est valable dans le cas non relativiste. Dans le cas relativiste l'équation 1 sera remplacée par l'équation :

$$BR = \frac{\sqrt{E^2 + 2Em_0c^2}}{ec} \quad (2)$$

m_0 étant la masse au repos de la particule.

Compte tenu de l'équation caractérisant la résonance paramagnétique nucléaire

$$F = \alpha B \quad (3)$$

Nous pouvons lier fréquence et énergie suivant les deux relations

$$E = K F^2 \quad (4)$$

valable dans le cas non relativiste

$$E \left(1 + \frac{E}{2m_0 c^2} \right) = K F^2 \quad (5)$$

Valable dans le cas relativiste.

Le choix de l'une ou l'autre de ces équations dépendra de la précision recherchée pour la détermination de l'énergie. Remarquons qu'à 2 MeV le facteur de correction relativiste est de l'ordre de 10^{-3} .

Nous avons donc la possibilité de ramener une mesure d'énergie à une mesure de fréquence qui peut être faite d'une manière commode avec une grande précision. Il est nécessaire pour cela de déterminer la constante K.

L'étalonnage consistera donc à trouver certaines réactions nucléaires, dont les énergies parfaitement connues, nous servirons d'étalon pour la détermination de K.

Remarquons que K varie avec le rayon de la trajectoire. Un expérimentateur ayant réglé l'accélérateur Van de Graaff, devra s'il désire connaître l'énergie du faisceau déterminer au préalable la valeur de la constante K, s'il désire une grande précision. R' étant fonction en particulier de la position des fentes de sortie de l'analyseur.

III - 2 - LA REACTION NUCLEAIRE UTILISEE

Parmi les réactions nucléaires bien connues et convenant parfaitement à la détermination de K (JB Marion et TW Bonner Ma 58) nous avons choisi pour notre étude la réaction des protons sur le fluor. Celle-ci est très intéressante par le nombre de pics de résonance des protons que l'on trouve entre 0,8 MeV et 2 MeV.

Lorsque l'on irradie du fluor avec des protons, la production de rayonnements γ est le fait de trois processus: $F^{19}(p, \alpha \gamma) O^{16}$, $F^{19}(p, p' \gamma) F^{19}$
 $F^{19}(p, \gamma) Ne^{20}$

Nous avons représenté figure 1 le schéma d'émission γ de la réaction $F^{19} (p, \alpha \gamma) O^{16}$. Les γ émis par O^{16} excités ont des énergies de 6,1, 6,9 et 7,1 MeV. Ils résultent de l'émission de 3 groupes de particules α lors du passage de Ne^{20} excité à O^{16} excité.

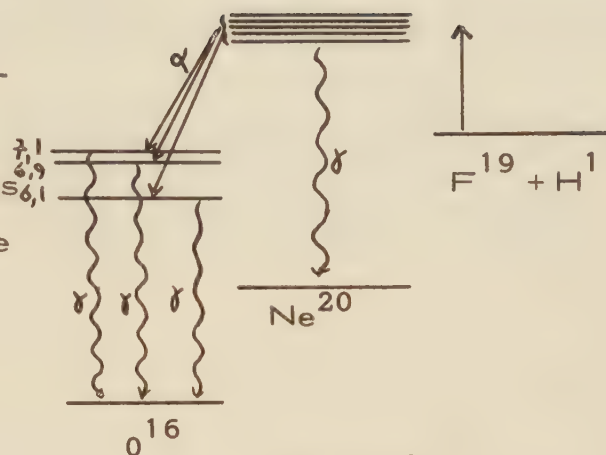


Figure 1

Dans la suite de cette étude nous n'établirons pas de différence entre ces divers rayonnements γ .

Nous avons choisi de nous référer au travail de Hunt (Hu 55) qui a mesuré les énergies de résonance des protons de manière absolue avec un analyseur électrostatique. Nous donnons ci-dessous un tableau des résonances comprises entre 0,8 et 2 MeV.

Energie en KeV	Largeur à mi-hauteur en KeV
874,5 $\pm$ 0,9	5,4 $\pm$ 0,3
935,1 $\pm$ 0,9	8,6 $\pm$ 0,5
1090 $\pm$ 1,0	0,7 $\pm$ 0,3
1123 $\pm$ 2,0	22 $\pm$ 5
1140 $\pm$ 1	2,5 $\pm$ 5
1189 $\pm$ 7	110 $\pm$ 20
1283 $\pm$ 1,4	18,6 $\pm$ 1,0
1348 $\pm$ 1,3	5,6 $\pm$ 0,5
1375 $\pm$ 1,4	11,0 $\pm$ 1,0
1607 $\pm$ 1,6	6,0 $\pm$ 1,0
1694 $\pm$ 1,7	35,0 $\pm$ 3,0
2030 $\pm$ 3,0	120 $\pm$ 20

Certaines de ces résonances ont une section efficace trop faible pour être facilement utilisées pour un étalonnage. Nous avons encadré celles qui sont les plus intéressantes par leur section efficace.

III - 3 - APPAREILLAGE UTILISE POUR RELEVÉ LES SPECTRES

L'appareillage que nous avons utilisé est schématisé figure 2.

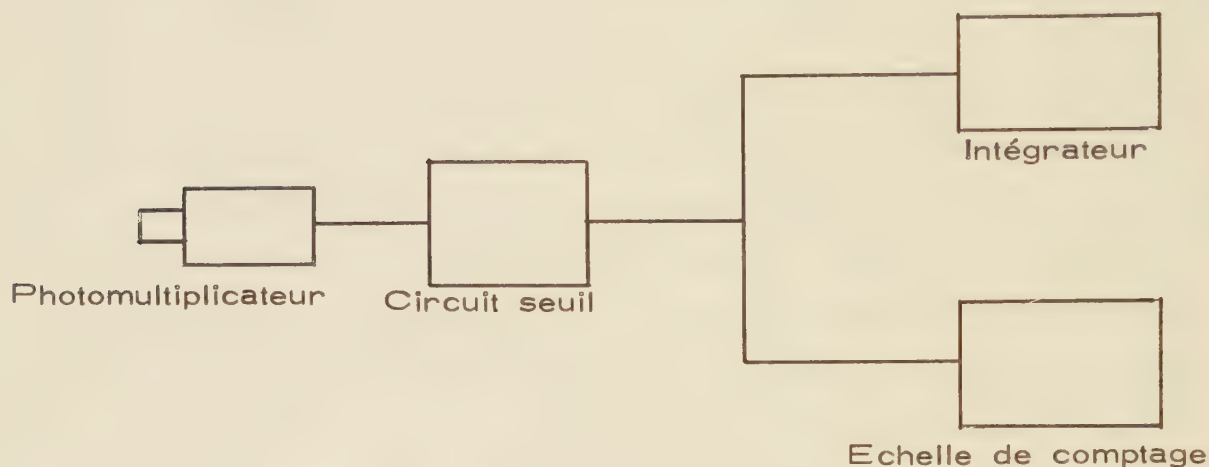


Figure 2

L'organe détecteur est constitué par un photomultiplicateur 56 AVP sur lequel nous avons monté un cristal NaI de 1 inch 3/4 x 2 inch. Bien que nous ayons à faire à des γ de 7 MeV un cristal de cette taille est suffisant étant donné les sections efficaces en général assez importantes de la réaction proton fluor.

Il faut cependant noter, que dans un cristal de NaI, la création de paires est prépondérante pour des γ de 7 MeV. On doit s'attendre, étant donné les dimensions assez petites du cristal, à ce que le pic d'absorption total soit petit par rapport aux deux pics d'échappement d'un ou des deux photons de 511 KeV. Nous avons représenté figure 3 le spectre dû à des γ de 7 MeV relevé, au sortir du photomultiplicateur avec un sélecteur

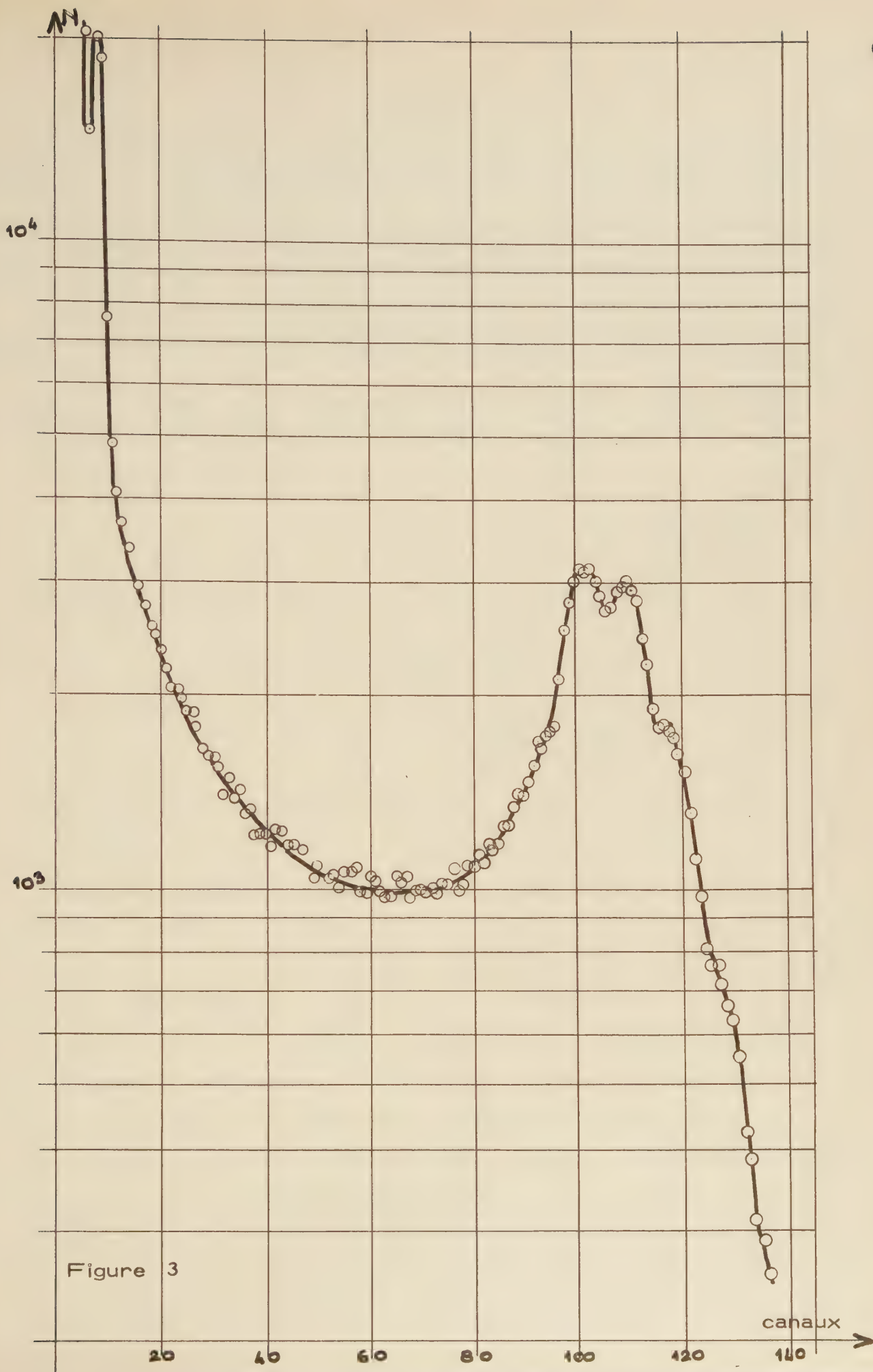


Figure 3

d'amplitude 400 canaux.

Prise sur la dynode 14 du photomultiplicateur, dont la charge est de 2,7 KeV, l'impulsion est ensuite envoyée sur un circuit seuil, permettant de ne laisser passer que des impulsions dont le niveau est supérieur à 4 MeV environ. On élimine ainsi le maximum de rayonnements parasites.

Le signal issu du circuit seuil attaque ensuite directement une échelle de comptage.

Un intégrateur, permettant une recherche facile des pics complète cet ensemble.

III - 4 - LES CIBLES

On peut utiliser n'importe quel composé du fluor, Li F par exemple. Mais dans ce cas la production de neutrons par le lithium suivant la réaction $\text{Li}^7 (p, n) \text{Be}^7$ se produisant à partir d'une énergie de 1880 KeV perturberait nos mesures. Aussi avons nous préféré utiliser Ca F₂.

III - 4 - 1 - Préparation des cibles

Les cibles que nous avons utilisées ont été préparées en évaporation sous vide du Ca F₂ et en le déposant sur un support de molybdène.

Ce produit que l'on désire évaporer est placé dans un creuset métallique, le passage d'un courant électrique chauffe le creuset et permet son évaporation, le tout s'effectuant sous vide.

Connaissant la quantité de produit déposé dans le creuset et admettant que l'évaporation se produit dans un angle π , on peut déterminer en première approximation la quantité de produit déposé sur la cible par cm^2 .

La connaissance de l'épaisseur du dépôt sur la cible pourrait permettre de déterminer l'épaisseur en énergie de celle-ci. Cependant la méthode d'évaporation ne permet pas de connaître avec beaucoup de précision l'épaisseur du dépôt. C'est pourquoi il faut lorsque cela est nécessaire déterminer expérimentalement l'épaisseur en énergie des cibles.

III - 4 - 2 - Détermination de l'épaisseur des cibles. Influence de celle-ci sur l'étalonnage

L'épaisseur en énergie des cibles joue un rôle très important dans la détermination de K. Il est nécessaire d'aborder ce problème si l'on veut pouvoir interpréter correctement les résultats. La détermination de K ne peut se faire qu'en utilisant des cibles épaisses ou des cibles minces dont on connaît l'épaisseur. Ces problèmes ont été étudiés par différents auteurs et en particulier Fowler (Fo 48) et Monish (Mo 49).

Le point d'inflexion de la courbe correspondant à une cible épaisse donne la valeur de la résonance. Pour une cible mince, le maximum du pic est déplacé et ce d'autant plus que l'épaisseur de la cible augmente.

On peut déterminer l'épaisseur de la cible à l'aide de l'équation :

$$A(\Gamma_c) = \int \gamma dE = \gamma_{\max}^{(\infty)} \Gamma_c \quad (6)$$

ou Γ_c représente l'épaisseur en énergie de la cible

A la surface du pic pour la cible mince

$\gamma_{\max}^{(\infty)}$ le maximum de la courbe correspondante pour une cible épaisse

On montre que ce résultat est indépendant de l'homogénéité du faisceau et de la forme de la courbe.

Pour une cible d'épaisseur Δx , correspondant à une épaisseur en énergie Γ_c , on peut écrire :

$$\gamma = k \int_0^{\Delta x} \sigma(E) dx$$

ou $\sigma(E)$ désigne la section efficace, k une constante, on peut écrire :

$$\gamma = k \int_{\frac{E}{\Gamma_c}}^{E - \Gamma_c} \sigma(E) \left(\frac{\Delta x}{\Gamma_c} \right) dE \quad (7)$$

on admet que $\frac{\partial x}{\partial E}$ est constant sur la résonance.

Il faut remarquer que l'équation 7 néglige l'inhomogénéité du faisceau. En effet d'après la formule de Breit et Wigner :

$$V = \frac{K}{(E - E_R)^2 + \left(\frac{\Gamma_n}{2}\right)^2}$$

où Γ_n représente la largeur naturelle de la résonance et E_R l'énergie de celle-ci.

En reportant l'expression de V dans l'équation 7 et puisque $\frac{\partial x}{\partial E}$ est supposé constant sur la résonance on peut écrire :

$$Y = k' \int_E \frac{E - E_c}{(E - E_R)^2 + (\Gamma_n/2)^2} dE$$

ce qui donne :

$$Y = k' \left(\text{Arctg} \frac{E - E_R}{\Gamma_n/2} - \text{Arctg} \frac{E - E_R - E_c}{\Gamma_n/2} \right) \quad (8)$$

Pour une cible épaisse (8) peut s'écrire :

$$Y = k' \left(\text{Arctg} \left(\frac{E - E_R}{\Gamma_n/2} \right) + \frac{\pi}{2} \right) \quad (9)$$

Pour une cible d'épaisseur Γ_c le maximum de l'équation 8 a lieu pour :

$$E_{max} = E_R + \frac{\Gamma_c}{2} \quad (10)$$

et pour cette valeur $Y_{max}(\Gamma_c) = 2 k' \text{Arctg} \frac{\Gamma_c}{\Gamma_n}$

Pour une cible épaisse nous pouvons écrire d'après (9).

$$Y_{max}(\infty) = k' \pi$$

Nous aurons donc :

$$\frac{\gamma_{\max}(\Gamma_c')}{\gamma_{\max}(\infty)} = \frac{2}{\pi} \operatorname{Arctg} \frac{\Gamma_c'}{\Gamma_n} \quad (11)$$

La connaissance de Γ_n permet donc la détermination de Γ_c' .

Si nous appelons Γ_{ex} la largeur expérimentale de la courbe de résonance, Γ_v la dispersion introduite par le Van de Graaff nous avons :

$$\Gamma_{ex}^2 = \Gamma_n^2 + \Gamma_c'^2 + \Gamma_v^2 \quad (12)$$

Ce calcul nous montre que :

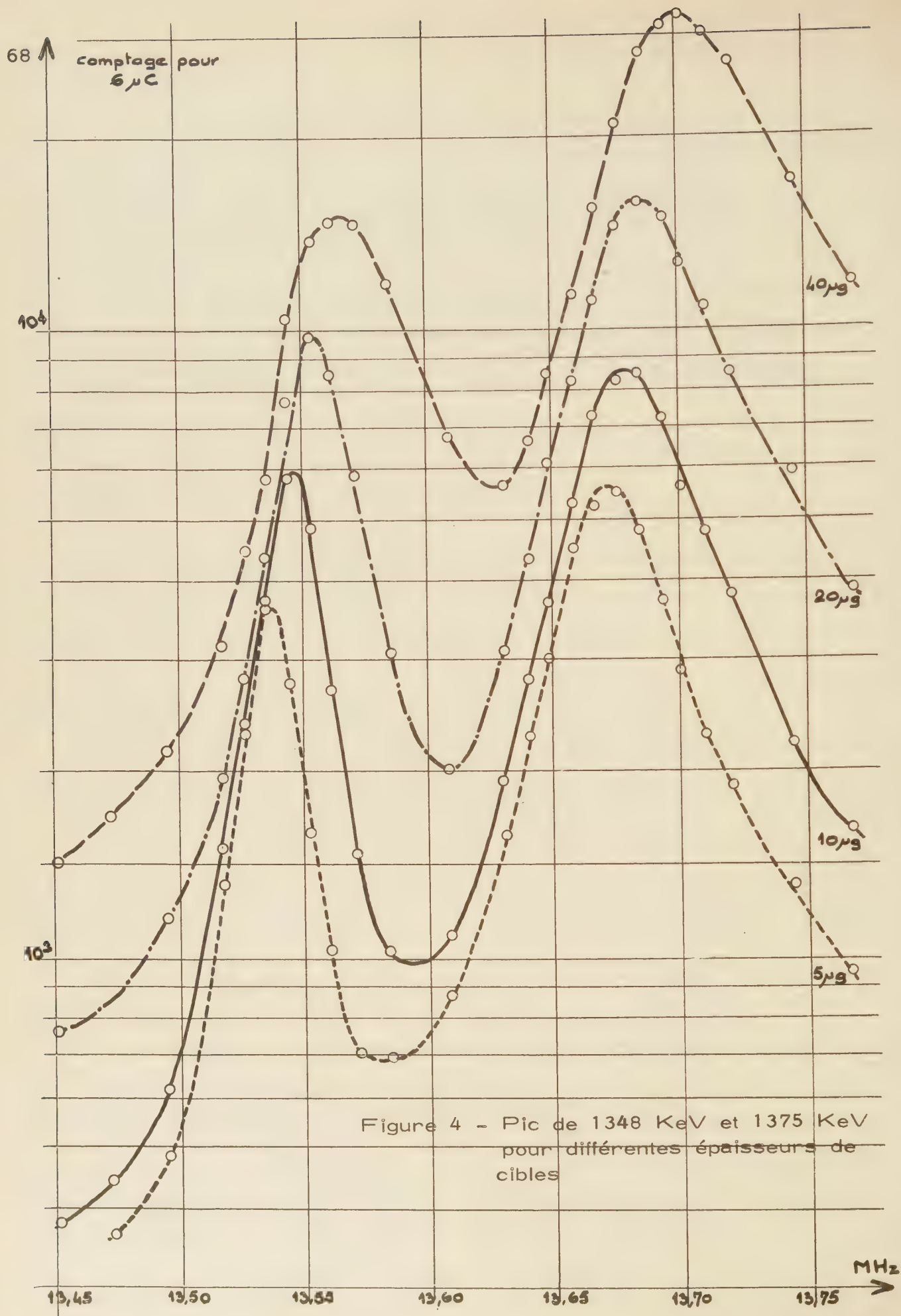
- L'équation (6) ou l'équation (11) permettent de déterminer Γ_c' .

Il faut cependant remarquer que l'équation 11 ne tient pas compte de la dispersion en énergie du faisceau. On lui préférera, dans la suite, l'équation 6.

- Pour une cible d'épaisseur Γ_c , le maximum de la courbe de résonance sera déplacé de $\Gamma_c/2$ par rapport à la valeur réelle de l'énergie de résonance. Nous avons vérifié expérimentalement ce résultat en traçant pour différentes cibles d'épaisseur 5, 10, 20 et 40 μg les deux pics de 1348 et de 1375 KeV.

Ces spectres sont représentés figure 4. On voit très bien le déplacement des pics vers les énergies croissantes au fur et à mesure que l'épaisseur de la cible augmente.

Nous avons essayé de mesurer les épaisseurs Γ_c de ces cibles en déterminant le déplacement $\Gamma_c/2$ du pic de 1348 KeV. Cependant cette méthode ne peut permettre la mesure précise des épaisseurs de cibles étant donné d'une part l'erreur que l'on commet en pointant les pics et d'autre part l'erreur que l'on commet sur la mesure de la fréquence correspondant à la résonance. Nous avons résumé les résultats obtenus dans le tableau ci-dessous. La fréquence correspondant de la résonance de 1348 KeV valant



$F_R = 13,532 \text{ MHz} \pm 0,002$. On obtient :

Epaisseur des cibles en μg	5	10	20	40
F correspondant au pic de 1348 Kev	13,535	13,544	13,553	13,564
Γ_c en Kev	$1,4 \pm 1$	$4 \pm 1,6$	$8 \pm 1,4$	12 ± 2

III - 5 - DETERMINATION DE K

III - 5 - 1 - Conditions expérimentales

1) Réglage du Van de Graaff

Le Van de Graaf a été réglé comme nous l'avons dit au paragraphe 1-3. Les fentes d'entrée et de sortie étaient écartées de 1 mm. Dans ces conditions nous avons vu que la dispersion relative de l'énergie des particules du faisceau était de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$.

2) Mesure de l'intensité du faisceau.

A la suite des fentes de sortie de l'analyseur, la chambre à vide se continue par un tube de 5 cm de diamètre, à l'extrémité duquel est placée la cible. Ce tube est isolé, au point de vue électrique de la masse du Van de Graaff. Il forme ainsi cage de Faraday et capte les électrons secondaires qui fausseraient les mesures de courant. Sa mise à la masse, à travers un galvanomètre, permet la mesure du courant du faisceau. Ne disposant pas d'intégrateur de courant de faisceau et compte tenu de la stabilité suffisante de l'accélérateur nous avons effectué nos mesures avec ce galvanomètre, les comptages étant effectués au chronomètre.

3) Intensité du faisceau.

Afin d'éviter que le fond ne vienne perturber les tracés de spectres nous avons utilisé un faisceau de faible intensité, en pratique $1/10 \mu A$.

III - 5 - 2 - Exemple de détermination de K.

Pour déterminer K nous avons tracé les courbes correspondant aux deux résonances de 935,1 KeV et de 1348 KeV. Ces courbes ont été obtenues en utilisant successivement une cible de $10 \mu g$ et une cible épaisse de $250 \mu g$.

Ces spectres sont représentés figures 5 et 6. Les comptages ont porté sur 1 mn. 30 s. ce qui avec un courant de $1/10 \mu A$ correspond à une charge totale reçue par la cible de $9 \mu C$. Le détecteur était placé à 30 cm environ de la cible dans l'axe du faisceau.

a) Résonance de 935,1 KeV figure 5

L'abscisse du point d'inflexion de la courbe, tracée avec la cible épaisse correspond à l'énergie de la résonance. La fréquence correspondante étant $F_r = 11,292 \text{ MHz}$ l'application de la formule 5 nous donne :

$$K = 7,337 \pm 0,01 \text{ KeV/MHz}^2 \quad (1)$$

En utilisant cette valeur de K, on peut calculer la largeur expérimentale Γ_{ex} de la résonance, tracée avec la cible mince. On a en effet :

$$\Gamma_{ex} \approx K(F_2^2 - F_1^2)$$

en appelant F_1 et F_2 les fréquences des deux points de la courbe situés à mi hauteur. On trouve :

$$\Gamma_{ex} = 9 \pm 0,6 \text{ KeV}$$

(1) Le calcul d'erreur est effectué dans le paragraphe 3-5-3

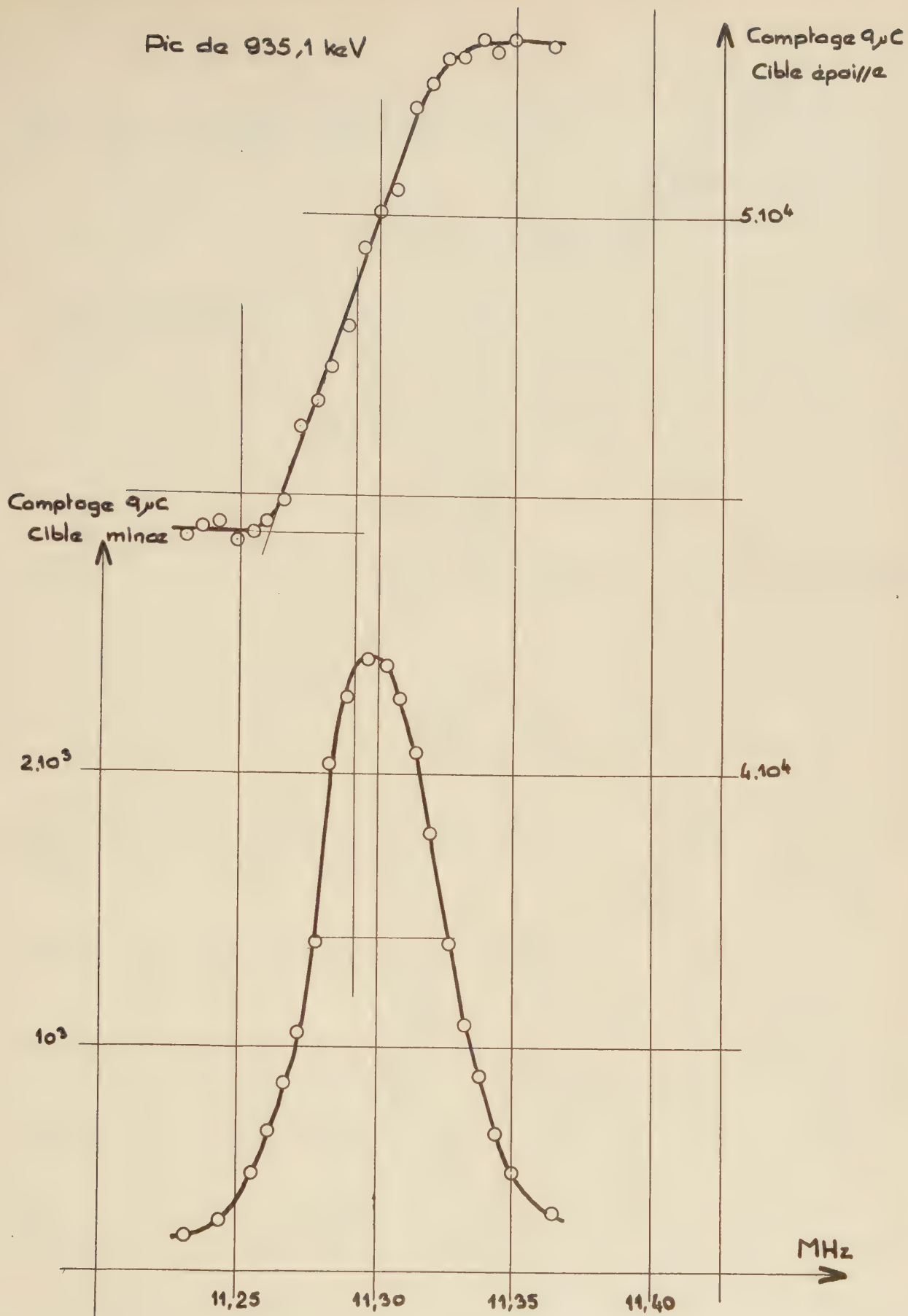


Figure 5

La relation 6 nous permet de déterminer l'épaisseur de la cible mince. Nous en déduisons :

$$\Gamma_c = 3 \pm 0,3 \text{ KeV}$$

b) Résonance de 1348 KeV figure 6

On déterminerait de la même manière :

$$\begin{aligned} K &= 7,338 \pm 0,01 \text{ KeV/MHz}^2 \\ \Gamma_{ex} &= 6,2 \pm 0,6 \text{ KeV} \\ \Gamma_c &= 2,8 \pm 0,3 \text{ KeV} \end{aligned}$$

III - 5 - 3 - Précision des mesures.

a) Erreur sur K.

D'après la formule 5 on peut écrire

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{\Delta E}{E} + 2 \frac{\Delta F}{F}$$

- Erreur sur E.

Les résultats donnés par Hunt le sont avec une erreur relative de 10^{-3}

- Erreur sur F

L'erreur sur F tient au mode de détermination de la fréquence de l'oscillateur autodyne.

Nous avons vu que nous mesurons la fréquence de l'oscillateur par battements avec un générateur haute fréquence Pathé-Marconi. Le cadran de ce générateur comporte une échelle linéaire arbitraire, qui adjointe à un vernier permet de faire varier la fréquence de 4 KHz. Pouvant apprécier la demi division, la fréquence peut être mesurée à 2 KHz près. Nous avons effectué un étalonnage en fréquence de l'échelle arbitraire du générateur avec un fréquence mètre Rochard.

L'erreur absolue sur la fréquence est donc $\Delta F = 2 \text{ KHz}$ ce qui

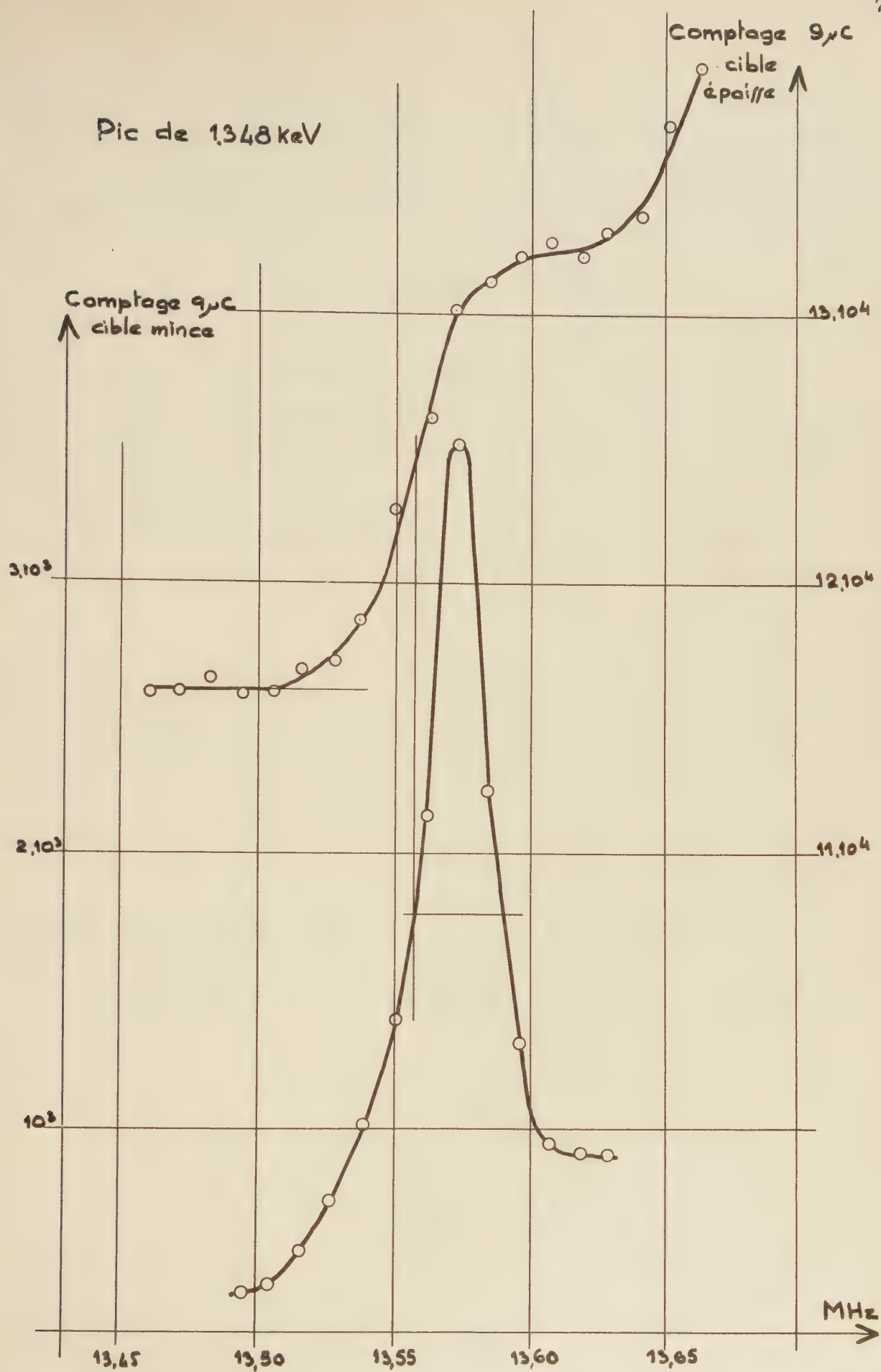


Figure 6

entraîne, pour une fréquence de 10 MHz par exemple une erreur relative

$$\frac{\Delta F}{F} = 0,2 \cdot 10^{-3}$$

Des résultats précédents nous en déduisons l'erreur relative sur K soit :

$$\frac{\Delta K}{K} = 1,4 \cdot 10^{-3}$$

- On peut penser que l'écartement des fentes de sortie n'a pas d'influence sur la position des pics, dans la mesure où le rayon moyen reste le même. Nous avons vérifié ceci en traçant le pic de 1348 KeV pour différents écartements des fentes de sortie, le rayon moyen étant resté le même. Ces résultats consignés sur la figure 7 montrent que l'on note aucun déplacement du pic.

b) Erreur sur Γ_x'

Cette erreur est plus difficile à situer. Cependant on peut l'approcher en considérant deux erreurs : l'erreur sur la mesure de la largeur du pic à mi-hauteur et l'erreur sur la position de la mi hauteur due à l'erreur sur le comptage.

- L'erreur sur la largeur est de l'ordre de 1 Kc ce qui correspond à environ 0,2 KeV.

- L'erreur sur la position de la mi hauteur dépend du taux de comptage utilisé. Pour les deux pics tracés elle est de l'ordre de 0,4 KeV.

Au total l'erreur sur Γ_x' est de l'ordre de 0,6 KeV

c) Erreur sur Γ_c'

On sait que $\Gamma_c' = \frac{A}{\gamma_{max}^{(\infty)}}$

On aura donc

$$\frac{\Delta \Gamma_c'}{\Gamma_c'} = \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta \gamma_{max}^{(\infty)}}{\gamma_{max}^{(\infty)}}$$

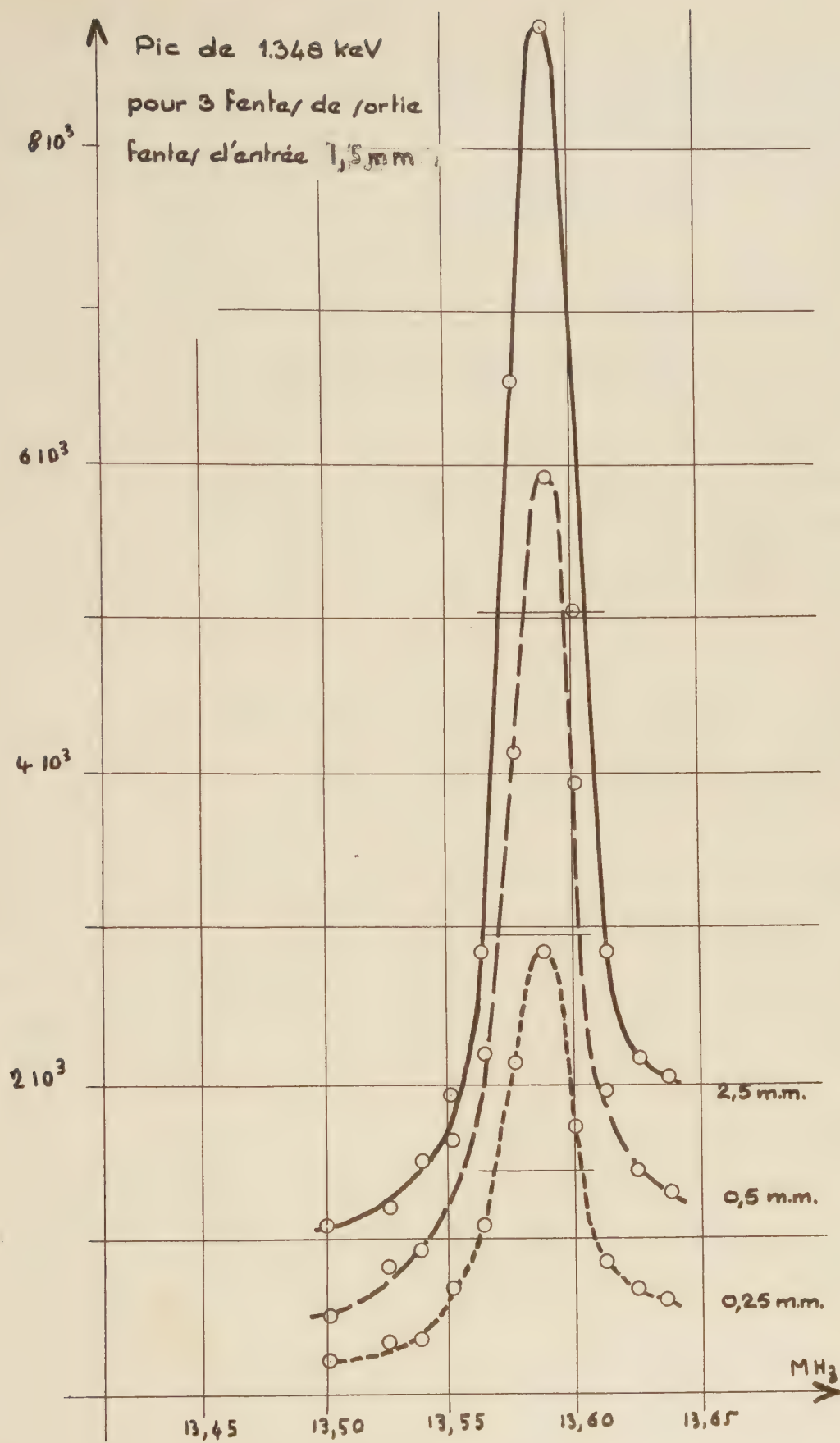


Figure 7

Or en première approximation on a, en assimilant la courbe à une courbe gaussienne :

$$A \sim \gamma_{\max}(\Gamma_c') \Gamma_{ex}'$$

donc :

$$\frac{\Delta A}{A} \sim \frac{\Delta \Gamma_{ex}'}{\Gamma_{ex}'} + \frac{\Delta \gamma_{\max}(\Gamma_c')}{\gamma_{\max}(\Gamma_c')}$$

En appliquant ces relations nous avons trouvé, pour les deux pics de 938,1 KeV et 1348 KeV.

$$\frac{\Delta \Gamma_c'}{\Gamma_c'} \sim 0,1$$

Remarque : Il sera possible en utilisant la relation :

$$\Gamma_{ex}^2 = \Gamma_c^2 + \Gamma_v^2 + \Gamma_n^2$$

de déterminer l'élargissement Γ_v' dû à l'accélérateur Van de Graaff. Cependant Γ_v' étant petit (de l'ordre de 2 KeV), la somme des différentes erreurs sur Γ_c' , Γ_{ex}' et Γ_n' conduirait à une erreur sur Γ_v' de l'ordre de sa valeur. Le résultat ainsi obtenu n'aura aucune valeur.

III - 5 - 4 - Affichage d'une énergie

Connaissant K, on peut inversement déterminer la fréquence pour une énergie donnée. Cette énergie sera affichée avec une erreur que l'on peut évaluer. En effet on peut écrire :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta K}{K} + 2 \frac{\Delta F}{F}$$

Pour une fréquence de 10 MHz par exemple l'erreur relative que l'on commettra sur l'énergie sera :

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 2 \cdot 10^{-3}$$

Nous pouvons dire qu'il est possible de déterminer l'énergie du faisceau avec une erreur relative de $2 \cdot 10^{-3}$.

Remarquons cependant que lorsque l'énergie croît, donc lorsque la fréquence croît, l'erreur relative sur la fréquence diminue. On aurait tout intérêt à déterminer la fréquence avec plus de précision. L'utilisation d'un fréquencesmètre permettant de déterminer la fréquence avec une précision de 10^{-5} serait souhaitable pour des mesures plus précises, l'erreur sur K et sur E pouvant être ramenée alors à 10^{-3} .

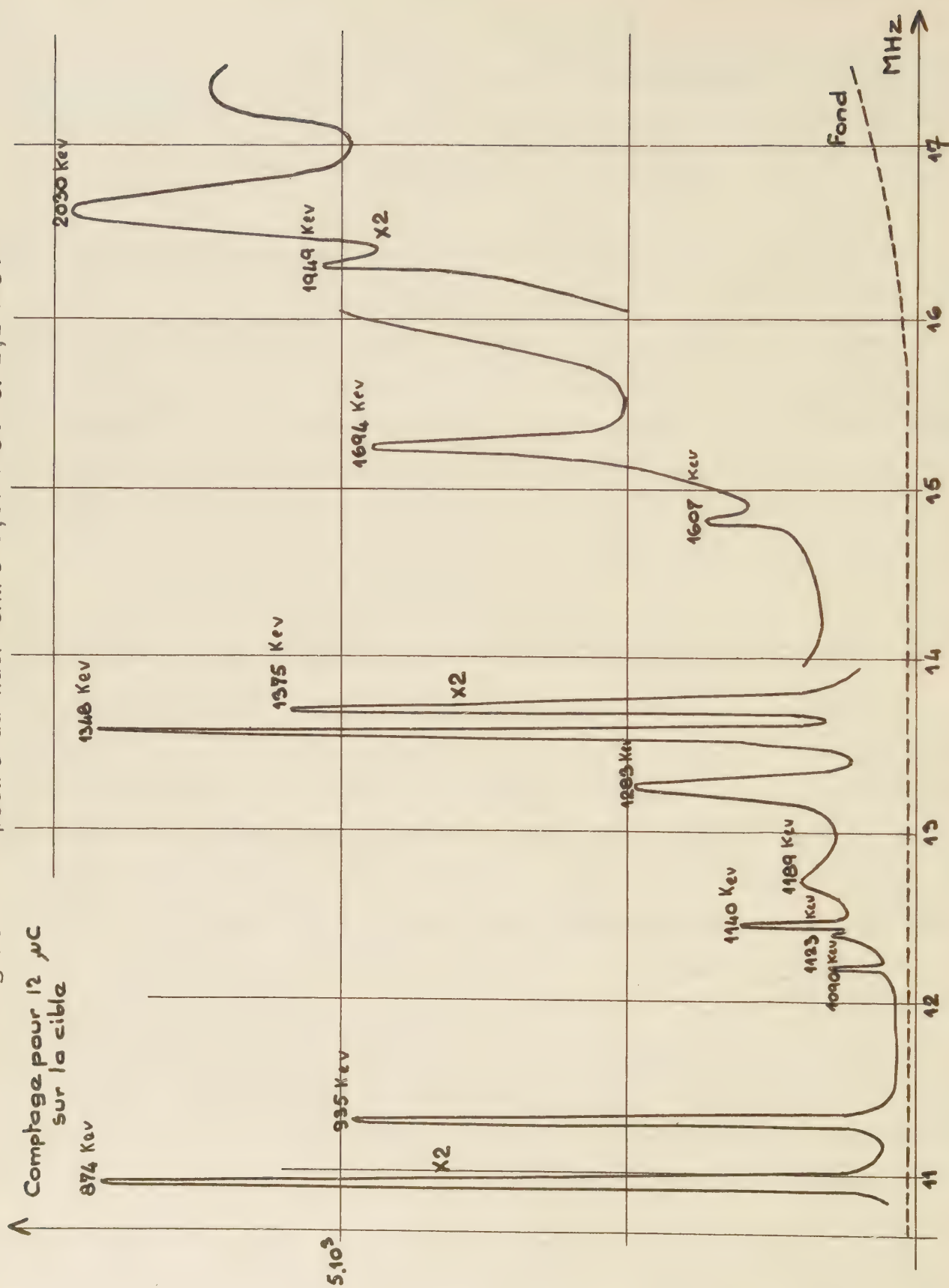
III - 6 - TRACE DU SPECTRE DU FLUOR ENTRE 0,8 et 2 MeV

Nous avons tracé le spectre du fluor entre 0,8 et 2 MeV avec la cible mince de $10 \mu\text{g}$ et un courant de faisceau de $1/10 \mu\text{A}$. Le détecteur était placé près de la cible dans l'axe du faisceau. Le spectre obtenu est représenté figure 8. Sur cette figure certains pics sont marqués x2, cela veut dire que leur ordonnée doit être multipliée par 2, pour rendre compte de leur importance relative par rapport aux autres pics.

La figure 9 représente les pics de 1090, 1123 et 1140 KeV tracés plus en détail.

Nous avons essayé de déterminer, en tenant compte de l'épaisseur de la cible c'est à dire 3 KeV, la constante K déduite des principaux pics de résonances du spectre tracé précédemment. Nous avons résumé ces résultats dans le tableau ci-dessous :

Figure 8 - Spectre du fluor entre 0,87 MeV et 2,2 MeV
Comptage pour 12 μ C
sur la cible



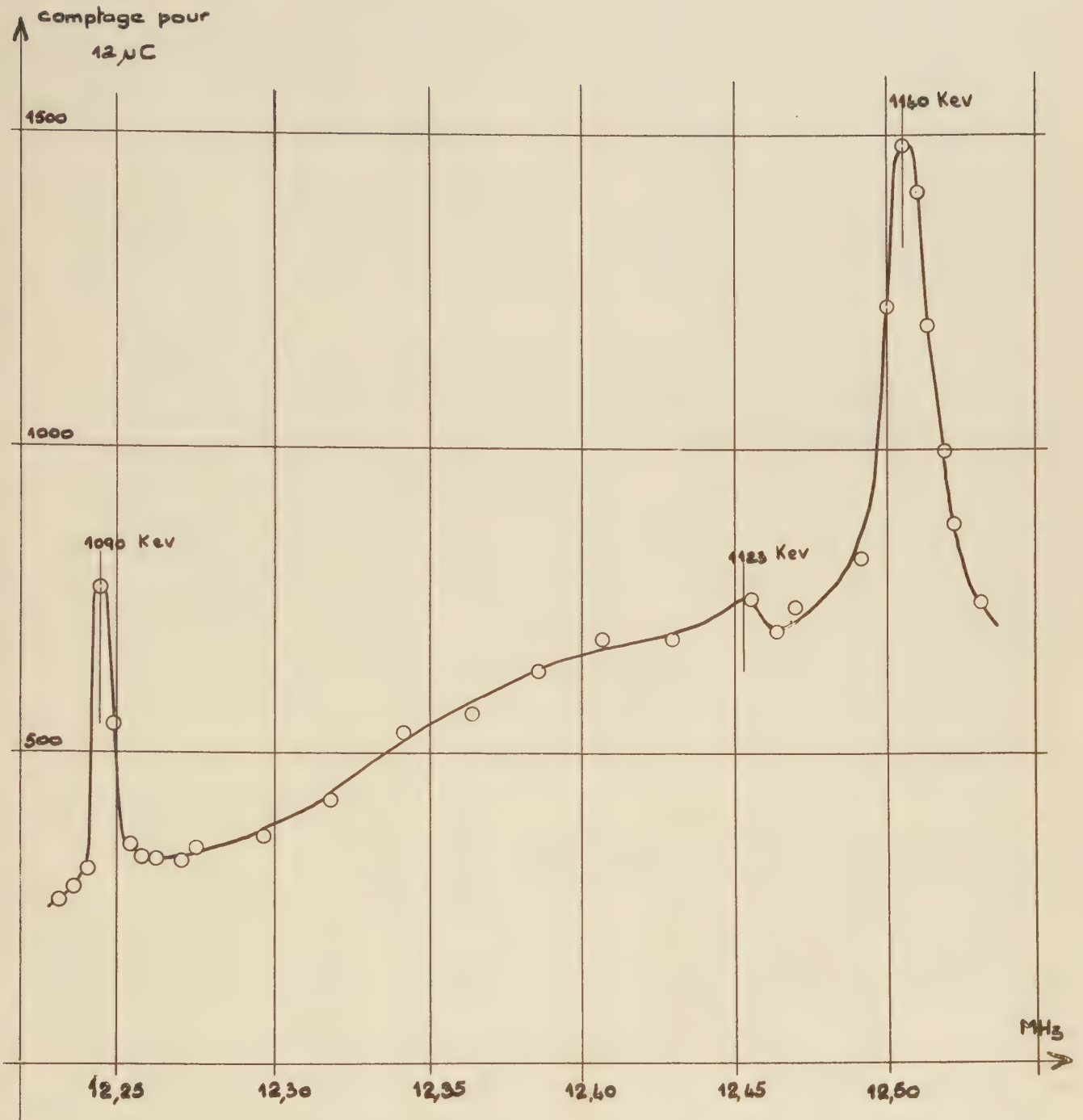


Figure 9

Résonance en KeV	Fréquence du maximum en MHz	K en KeV/MHz ²	Γ_x en KeV
874,5	10,971	7,278 $\pm$ 0,015	5,7 $\pm$ 0,6
935,1	11,348	6,275 $\pm$ 0,015	9 $\pm$ 0,6
1090	12,246	7,282 $\pm$ 0,015	1,2 $\pm$ 0,5
1140	12,513	7,294 $\pm$ 0,015	3,6 $\pm$ 0,5
1283	13,292	7,273 $\pm$ 0,015	18 $\pm$ 1
1348	13,626	7,276 $\pm$ 0,015	6,4 $\pm$ 0,6
1375	13,754	7,284 $\pm$ 0,015	13,2 $\pm$ 0,8

Il est certain que cette méthode est moins précise que celle utilisant les cibles épaisses. Cependant elle peut être intéressante dans la mesure où l'on peut négliger l'épaisseur de la cible et lorsque l'on ne recherche pas une très grande précision. On prendra des cibles très minces de l'ordre du microgramme et même moins et l'on travaillera en utilisant les résonances à section efficace importante comme celle de 874,5 KeV ou 1374 KeV.

CONCLUSION

Le but de notre travail était l'étalonnage en énergie d'un accélérateur Van de Graaff à analyseur magnétique. Ceci nous a conduit à deux études intéressantes.

- Celle de la focalisation dans un accélérateur Van de Graaff
- Celle de la réalisation d'une installation de mesure de champs par résonance paramagnétique nucléaire.

L'étude de la focalisation a principalement porté sur l'analyseur magnétique. Nous l'avons envisagée sous l'angle de la double focalisation et certaines propriétés comme la formation de crossover ont été abordées. L'analyseur magnétique a été réglé de manière à ce que la double focalisation intervienne sur la cible à une distance de $3 R$ de l'aimant. L'écartement des fentes de sortie étant de 1 mm., la dispersion en énergie du faisceau était de l'ordre de 2 KeV.

L'installation de mesure de champ par résonance paramagnétique nucléaire, utilisant un oscillateur autodyne, nous permet d'apprécier des variations de champ de 0,06 gauss, ce qui pour un champ de 3000 gauss correspond à une variation relative de $2 \cdot 10^{-5}$. La mesure de la fréquence de l'oscillateur est effectuée avec une précision de $2 \cdot 10^{-4}$.

L'analyseur magnétique utilisé comme analyseur d'énergie nous a permis d'effectuer un étalonnage en énergie de l'accélérateur, à l'aide des résonances de 935,1 KeV et de 1348 KeV des protons sur le fluor, les cibles utilisées étant des cibles épaisses de CaF_2 . Un calcul d'erreur nous a montré que l'on pouvait afficher une énergie avec une erreur rela-

tive de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$.

Il serait souhaitable, pour avoir une meilleure précision, de mesurer la fréquence à l'aide d'un fréquencemètre de précision, ainsi la fréquence pourrait être déterminée à 10^{-5} près. L'erreur relative commise sur l'affichage d'une énergie serait ramenée à environ 10^{-3} .

BIBLIOGRAPHIE

- Ba 53 K.T. BAINBRIDGE
Expérimental nuclear Physics, (1953), p. 559
- Bl 46 F. BLOCH
Phys. Rev., (1946), 70, 460
- Ca 37 L. CARTAN
J. Phys. Rad., (1937), 8, 453
- Ca 51 M. CAMAC
Rev. Sci. Instr., (1951), 22, 197
- Co 38 M. COTTE
Ann. Phys., (1938), 10, 333
- Cr 51 W.G. CROSS
Rev. Sci. Instr., (1951), 22, 717
- EI 53 M.E. ELKIND
Rev. Sci. Instr., (1953), 24, 129
- Fo 48 W.A. FOWLER, C.C. LAURITSEN, T. LAURITSEN
Rev. Mod. Phys., (1948), 20, 236
- Ga 55 R. GABILLARD - Méthodes expérimentales
"La résonance paramagnétique nucléaire" chap.5
Centre National de Recherche Scientifique - Paris - 1955
- Gr 55 P. GRIVET
"La résonance paramagnétique nucléaire" chap. 1
Centre National de Recherche Scientifique - Paris - 1955
- He 35 R. HERZOG
Z. Physik. (1935), 97, 696
- Ho 52 H. FLANDERS
Nature (1952), 170, 744
- Hu 55 S.E. HUNT - K. FIRTH
Phys. Rev. (1955), 99, 786
- Jo 57 C.H. JOHNSON - J.P. JUDESH - C.W. SNYDER
Rev. Sci. Instr., (1957), 28, 942

- Kn 51 H.W. KNOEBEL - E.L. HAHN
Rev. Sci. Instr., (1951), 22, 904
- Ma 58 J.B. MARION - T.W. BONNER
Neutron threshold Measurements
"Fast neutron Physics" - Vol. 2
- Mo 49 A.H. MORRISH
Phys. Rev. (1949), 76, 1651
- OI 60 B. OLKOWSKY
Le Van de Graaff de 5 MeV de la section Autonome de Physique
nucléaire à basse énergie
C.E.N. - Saclay
- Po 50 R.V. POUND - W.D. KNIGHT
Rev. Sci. Instr., (1950), 21, 219
- Ro 47 ROBERTS
Rev. Sci. Instr., (1947), 18, 845
- Si 59 J.R. SINGER - S.D. JOHNSON
Rev. Sci. Instr., (1959), 30, 92
- Te 63 L.K. TER VELD
Thèse de l'Université de Groningen (1963)
- TI 55 U. TIMN
Z. Naturforschg (1955), 10 a, 593

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I	
<u>Focalisation du faisceau dans un accélérateur Van de Graaff</u>	3
I - 1 - L'accélérateur Van de Graaff	3
I - 1 - 1 - La source d'ions	7
I - 1 - 2 - La lentille de focalisation et le tube	7
I - 1 - 3 - L'analyseur magnétique	11
I - 2 - Double focalisation	15
I - 2 - 1 - Focalisation dans le plan radial	15
I - 2 - 2 - Focalisation dans le plan axial	19
I - 2 - 3 - Conditions de double focalisation	25
I - 2 - 4 - Résolution d'un analyseur magnétique	27
I - 3 - Application à l'analyseur magnétique	29
I - 4 - Conclusion	31
CHAPITRE II	
<u>Mesure de champs magnétiques par résonance paramagnétique nucléaire</u>	32
II - 1 - Mesure des champs magnétiques	32
II - 2 - Les systèmes	33
II - 2 - 1 - Méthode d'induction de Bloch	33
II - 2 - 2 - Systèmes autodynes	36
II - 2 - 3 - Le système adopté	40
II - 3 - Intensité du signal de résonance	41
II - 3 - 1 - Les temps de relaxation T_1 et T_2	42
II - 3 - 2 - Intensité du signal de résonance	46
II - 3 - 3 - Influence de l'amplitude de haute fréquence	47

II - 4 - Description de l'appareillage	48
II - 4 - 1 - La sonde	48
II - 4 - 2 - L'oscillateur	51
II - 4 - 3 - Détection et amplificateur basse fréquence	53
II - 4 - 4 - Mesure de la fréquence	54
II - 4 - 5 - Oscilloscope	54
II - 4 - 6 - Modulation du champ	57
II - 5 - Résultats	57

CHAPITRE III

<u>Etalonnage de l'accélérateur Van de Graaff</u>	59
III - 1 - Principe de l'étalonnage. La constante K.	59
III - 2 - La réaction nucléaire utilisée	60
III - 3 - Appareillage utilisé pour relever les spectres	62
III - 4 - Les cibles	64
III - 4 - 1 - Préparation des cibles	64
III - 4 - 2 - Détermination de l'épaisseur des cibles. Influence de celles-ci sur l'étalonnage	65
III - 5 - Détermination de K.	69
III - 5 - 1 - Conditions expérimentales	69
III - 5 - 2 - Exemple de détermination de K	70
III - 5 - 3 - Précision des mesures	72
III - 5 - 4 - Affichage d'une énergie	76
III - 6 - Tracé du spectre du fluor entre 0,8 et 2 MeV	77
CONCLUSION	81

Vu :

Les membres du Jury

A. SARAZIN

J. LAFOUCRIERE

J. DEPRAZ

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimé

Lyon, le 25 Octobre 1963

Le Recteur

P. LOUIS

